



ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ    КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛҒ-ФАРАБИ    AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

# ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ

## ВЕСТНИК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

RECENT CONTRIBUTIONS  
TO PHYSICS

1(92)2025

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

# ХАБАРШЫ

Физика сериясы

---

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЪ-ФАРАБИ

# ВЕСТНИК

Серия физическая

---

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

# RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

---

№1 (92)

Алматы  
«Қазақ университеті»  
2025



# ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №1 (92) наурыз

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Қуәлік № 14498-Ж

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады  
(наурыз, маусым, қыркүйек, желтоқсан)

## ЖАУАПТЫ РЕДАКТОР

Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: physicskaz@gmail.com

## РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Асқарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Алдияров А.У., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буфенди Лайфа, профессор (Франция)

Ивашук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Ишицука Эцуо, доктор (Жапония)

Лунарска Элина, профессор (Польша)

Сафарик П., доктор (Чехия)

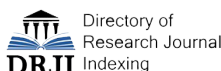
Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

## ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.



## Жоба менеджері

Гүлмира Шаккозова

Телефон: +7 701 724 2911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

## ИБ №15691

Пішімі 60x84/8. Көлемі 11,9 б.т. Тапсырыс №236.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

1-бөлім

**ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.  
ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР  
ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА**

---

Section 1

**THEORETICAL PHYSICS.  
NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE  
PHYSICS. ASTROPHYSICS**

---

Раздел 1

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.  
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.  
АСТРОФИЗИКА**



МРНТИ 29.05.41

<https://doi.org/10.26577/RCPh20259211>Д.Ж. Рахатов\* , П.Ю. Цыба , О.В. Разина 

Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, г.Астана, Казахстан

\*e-mail: [godauren@gmail.com](mailto:godauren@gmail.com)

## ГИБРИДНЫЕ НЕСИНГУЛЯРНЫЕ РЕШЕНИЯ МОДЕЛИ ЭЙНШТЕЙНА-ГАУССА-БОННЕ

Стандартная космологическая модель, основанная на концепции Большого взрыва, неизбежно сталкивается с проблемой начальной сингулярности, в которой теряют применимость современные физические законы. Одним из альтернативных подходов к разрешению данной проблемы является теория космологического отскока, предполагающая фазу сжатия, предшествующую расширению Вселенной. Однако традиционные модели отскока часто противоречат инфляционной теории и могут приводить к динамическим неустойчивостям. В данной работе представлена новая модель космологического отскока, основанная на модифицированной гравитации Эйнштейна-Гаусса-Бонне с масштабным фактором гибридного типа, сочетающим преимущества степенного и экспоненциального расширения. Для проверки соответствия модели наблюдательным данным применен метод Марковских цепей Монте-Карло с использованием данных Pantheon+ и SH0ES. Показано, что предложенная модель стабильна, что подтверждается положительными значениями скорости распространения барионных осцилляций, а также обеспечивает плавный переход от замедленного расширения к ускоренному. Анализ ранних стадий эволюции Вселенной проведен на основе параметров медленного скатывания, демонстрирующих наличие инфляционной фазы и ее достаточную продолжительность. Дополнительная проверка модели осуществлена путем сравнения теоретических предсказаний с данными наблюдений Planck 2018, обработанными с использованием статистического кода Cobaya. Полученные результаты подтверждают возможность реализации устойчивого космологического отскока, согласующегося с инфляционной парадигмой и современными космологическими ограничениями.

**Ключевые слова:** космология отскока, сингулярность, МСМС, инфляция, Эйнштейн-Гаусс-Бонне.

Д.Ж. Рахатов\*, П.Ю. Цыба, О.В. Разина

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана қ., Қазақстан

\*e-mail: [godauren@gmail.com](mailto:godauren@gmail.com)

## Эйнштейн-Гаусс-Бонне моделінің гибриді сингулярлы емес шешімдері

Үлкен Жарылыс тұжырымдамасына негізделген стандартты космологиялық модель қазіргі физикалық заңдардың қолданылуын жоғалтатын бастапқы сингулярлық проблемасына тап болады. Бұл мәселені шешудің бір баламасы – ғаламның ұлғаюына дейінгі қысу фазасын болжайтын космологиялық серпіліс теориясы. Алайда, дәстүрлі серпіліс модельдері көбінесе инфляциялық теорияға қайшы келеді және динамикалық тұрақсыздыққа әкелуі мүмкін. Бұл жұмыс Эйнштейн-Гаусс-Бонне модификацияланған гравитацияға негізделген, дәрежелік және экспоненциалды ұлғаюдың артықшылықтарын біріктіретін гибриді типті масштабты факторды қолданатын космологиялық қалпына келтірудің жаңа моделін ұсынады. Модельдің бақылау деректеріне сәйкестігін тексеру үшін Pantheon+ және SH0ES үлгілерін қолдана отырып, Монте-Карло Марков тізбектерінің әдісі қолданылды. Ұсынылған модель бариондық тербелістердің таралу жылдамдығының оң мәндерімен расталып, динамикалық тұрақтылыққа ие, сонымен қатар баяу ұлғаюдан үдемелі ұлғаюға біртіндеп ауысуды қамтамасыз етеді. Ғаламның эволюциясының алғашқы кезеңдерін талдау инфляциялық фазаның болуын және оның одан әрі ұлғаюы үшін жеткілікті ұзақтығын көрсететін баяу сырғу параметрлеріне негізделген. Модельді қосымша тексеру үшін оның теориялық болжамдары Cobaya статистикалық кодымен өңделген Planck 2018 бақылау деректерімен салыстырылады. Алынған нәтижелер инфляциялық парадигмаға және қазіргі космологиялық шектеулерге сәйкес келетін тұрақты космологиялық серпілісті жүзеге асыру мүмкіндігін растайды.

**Түйін сөздер:** серпіліс космология, сингулярлық, МСМС, инфляция, Эйнштейн-Гаусс-Бонне.

D.Z. Rakhatov\*, P.Y. Tsyba, O.V. Razina  
 L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan  
 \*e-mail: [godauren@gmail.com](mailto:godauren@gmail.com)

## Hybrid nonsingular solutions of the Einstein-Gauss-Bonnet model

The standard cosmological model, based on the concept of the Big Bang, inevitably faces the problem of an initial singularity, in which modern physical laws lose their applicability. One of the alternative approaches to solving this problem is the theory of cosmological bounce, which assumes a phase of contraction preceding the expansion of the Universe. However, traditional bounce models often conflict with inflationary theory and can lead to dynamic instabilities. This paper presents a new model of cosmological bounce based on modified Einstein-Gauss-Bonnet gravity and using a hybrid type scale factor combining the advantages of power and exponential expansion. To verify the correspondence of the model to the observational data, the Markov chain Monte Carlo method was applied using Pantheon+ and SH0ES datasets. It is shown that the proposed model has dynamic stability, confirmed by positive values of the propagation speed of baryon oscillations, and provides a smooth transition from decelerated expansion to accelerated expansion. The analysis of the early stages of the Universe's evolution was carried out based on slow-roll parameters, demonstrating the presence of an inflationary phase and its sufficient duration for subsequent expansion. Additional verification of the model was carried out by comparing theoretical predictions with Planck 2018 observational data processed using the Cobaya statistical code. The results obtained confirm the possibility of realizing a stable cosmological rebound consistent with the inflationary paradigm and modern cosmological constraints.

**Key words:** bounce cosmology, singularity, MCMC, inflation, Einstein-Gauss-Bonnet.

### Введение

Современная космология базируется на теории Большого Взрыва, которая успешно объясняет формирование крупномасштабной структуры и реликтового излучения [1]. Однако модель содержит в себе проблему первичной сингулярности, из-за которой начальный момент времени характеризуется бесконечной температурой и плотностью [2]. Наличие сингулярных значений выходит за рамки общей теории относительности и остается нерешенной проблемой. Для поиска решений необходимо введение новых физических механизмов, позволяющих описывать ранние этапы эволюции Вселенной без начальной сингулярности.

Одним из возможных решений является модель космологического отскока (cosmological bounce) [3]. В моделях такого типа фазе расширения предшествует фаза сжатия Вселенной. Таким образом удастся избежать наличия начальной сингулярности и осуществить непрерывность эволюции Вселенной. Однако, большинство предложенных моделей противоречат теории космологической инфляции, которая успешно объясняет первые мгновения после Большого Взрыва [4]. К тому же последние достижения наблюдательной космологии позволили выявить более четкие ограничения на существующие модели ранней Вселенной [5]. Наблюдения подтвердили наклон спектра скалярных возмущений  $n_s$  в красную область  $n_s < 1$ , что характерно для инфляци-

онных моделей. В моделях космологического отскока, напротив, наклон спектра имеет синий наклон  $n_s > 1$  [6]. Помимо противоречий с инфляционной теорией, некоторые модели нарушают условие стабильности, основанное на скорости распространения барионных осцилляций  $C_S^2$  [7], что приводит к противоречиям, связанным с поздними этапами расширения Вселенной. Тем не менее, перспектива решения проблемы начальной сингулярности при помощи космологического отскока остается актуальной и набирает популярность последние несколько лет [8–10].

Целью работы является разработка и тестирование модели космологического отскока, лишенной классических недостатков такого типа моделей. Для реализации жизнеспособной модели разработан новый масштабный фактор используемый совместно с моделью Эйнштейна-Гаусса-Бонне [11]. Выбор данной модели основан на ее перспективности в сфере исследования гравитационных волн [12]. Прогресс в сфере наблюдения гравитационных волн в ближайшем будущем поможет лучше исследовать самые ранние этапы формирования Вселенной, на которые нацелена данная работа. Преимуществом масштабного фактора гибридного отскока является высокая степень универсальности, основанная на одновременном использовании степенного и экспоненциального типа расширения. Наличие дополнительных промежуточных значений позволяет более тонко настроить модель.

Доказательство жизнеспособности модели строится на анализе ранних и поздних этапов расширения Вселенной. Для сравнения модели с наблюдениями использован метод Марковских цепей Монте-Карло (MCMC) совместно с данными Pantheon+ и SH0ES [13]. На основе статистического анализа вычисляются точные значения параметров масштабного фактора, используемые далее для анализа стабильности модели и динамики ускоренного расширения. Проверка в рамках ранней Вселенной основана на параметрах медленного скатывания, показывающих наличие инфляции и ее достаточную длительность для дальнейшего расширения. Отсутствие противоречий с теорией инфляции дополнительно проверяется сравнением с данными наблюдения Planck 2018 с использованием кода Собауа для статистического анализа [14]. Сравнительный статистический анализ позволяет проверить наличие противоречий с наклоном спектра скалярных возмущений  $n_s$ . Дополнительной ступенью проверки является анализ расхождения результатов статистического анализа в рамках ранней и поздней Вселенной.

### Уравнения движения и масштабный фактор гибридного отскока

Действие исследуемой модели содержит компоненты скалярной кривизны пространства, скалярного поля, функцию связи и инвариант Гаусса-Бонне.

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2} R + \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi) - \xi(\phi) G \right], \quad (1)$$

где  $g$  – определитель метрического тензора;  $R$  – скалярная кривизна пространства;  $\phi$  – скалярное поле;  $V(\phi)$  – потенциал скалярного поля;  $\xi(\phi)$  – функция связи;  $G$  – инвариант Гаусса-Бонне.

Инвариант Гаусса-Бонне и скаляр Риччи вычисляются по формулам

$$R = g^{ik} R_{ik}, \quad (2)$$

$$G = R_{iklm} R^{iklm} - 4R_{ik} R^{ik} + R^2, \quad (3)$$

где  $R_{ik}$  – тензор Риччи;  $R_{iklm}$  – тензор Римана.

Вариация действия (1) по метрическому тензору  $g_{\mu\nu}$  приводит к уравнению поля вида

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{1}{2} \left( -R_{\mu\nu} + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right) + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} \partial_\rho \phi \partial^\rho \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} V(\phi) - \\ & - 2 \left( \nabla_\mu \nabla_\nu \xi(\phi) \right) R + 2 R_{\mu\nu} (\nabla^2 \xi(\phi)) R + 4 \left( \nabla_\rho \nabla_\mu \xi(\phi) \right) R_\nu^\rho + 4 \left( \nabla_\rho \nabla_\nu \xi(\phi) \right) R_\mu^\rho - \\ & - 4 (\nabla^2 \xi(\phi)) R_{\mu\nu} - 4 g_{\mu\nu} \left( \nabla_\rho \nabla_\sigma \xi(\phi) \right) R^{\rho\sigma} + 4 (\nabla^\rho \nabla^\sigma \xi(\phi)) R_{\mu\rho\nu\sigma}. \end{aligned} \quad (4)$$

Модель исследуется в рамках метрики Фридмана-Робертсона-Уокера, характеризующей четырехмерную, плоскую, однородную и изотропную Вселенную.

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (5)$$

Корень определителя метрического тензора в таком случае  $\sqrt{-g} = a^3$ . Используется естественная система единиц  $8\pi G = M_p^{-2} = \hbar = c = 1$ . Использование метрики (5) совместно с формулами (2, 3) и уравнением поля (4) позволяет получить уравнения движения.

$$\begin{aligned} p = & -3H^2 - 2\dot{H} = \\ = & \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V - 16H(\dot{H} + H^2)\xi - 8H^2\ddot{\xi}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\rho = 3H^2 = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V + 24H^3\dot{\xi}, \quad (7)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + G\xi_\phi + V_\phi = 0. \quad (8)$$

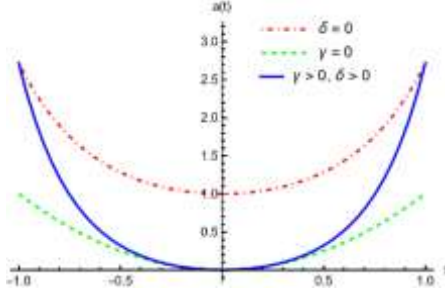
В рамках исследуемой модели уравнения (6, 7) являются модифицированными уравнениями Фридмана, в которых  $p$  – давление,  $\rho$  – плотность энергии. Модифицированная версия уравнения Клейна-Гордона задана уравнением (8). Для реализации космологического отскока разработана модификация гибридного масштабного фактора, комбинирующая степенную и экспоненциальную части, где параметр  $\alpha \ll 1$ .

$$a(t) = \alpha + \beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta}, \quad (9)$$

где  $\beta, \gamma, \delta$  – параметры масштабного фактора.

Масштабный фактор такого типа позволяет достичь высокой степени универсальности получаемых решений. Так, случай  $\gamma = 0$  обеспечивает степенное решение. Случай  $\delta = 0$  преобразует масштабный фактор в экспоненциальный вид. Дополнительным преимуществом является наличие промежуточных случаев, в которых  $\gamma > 0$  и  $\delta > 0$ . Наличие симметрии, необходимой

для космологического отскока, обеспечено компонентами времени вида  $t^2$ . Для наглядности все подвиды используемого масштабного фактора изображены на рисунке 1.



**Рисунок 1** – Масштабный фактор гибридного отскока при  $\gamma = 0$ ,  $\delta = 0$  и  $\gamma > 0$ ,  $\delta > 0$ .

Далее, необходимо вычислить безразмерный параметр Хаббла, получаемый на основе масштабного фактора по формуле

$$h(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} = \frac{2\beta e^{\gamma t^2}(\delta + \gamma t^2)}{t(\alpha t^{-2\delta} + \beta e^{\gamma t^2})}. \quad (10)$$

$$\phi^2 = -\frac{4\beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta-3} (\beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta} (\gamma t^2 - \delta)) (-16\xi_1 \beta e^{2\gamma t^2} t^{4\delta} (\delta + \gamma t^2) + \beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta+1})}{(\beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta})^3}, \quad (13)$$

$$V = -\frac{\beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta} (\delta(6\delta - 1) + 6\gamma^2 t^4 + t^2(12\gamma\delta + \gamma))}{(\beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta})^3} \times \\ \times 2\beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta-3} (16\beta \xi_1 e^{2\gamma t^2} t^{4\delta} (\delta + \gamma t^2) - \beta e^{\gamma t^2} t^{2\delta+1}). \quad (14)$$

### Анализ параметров ранней и поздней Вселенной

Полученные решения необходимо протестировать в рамках поздних и ранних этапов расширения Вселенной. Однако масштабный фактор (9) содержит свободные параметры, без точного определения которых дальнейший анализ невозможен. Для обеспечения объективности вычислений необходимо использовать методы, основанные на сравнении с данными наблюдений. Для анализа модели (1) в рамках поздней Вселенной используются данные Pantheon+ и SH0ES [13], со-

держащие измерения характеристик 1550 сверхновых типа Ia в диапазоне красных смещений  $0.01 < z < 2.26$ . Анализ параметров ранней Вселенной основан на сравнении модели с данными Planck 2018 [5].

$$\ddot{\xi} - H\dot{\xi} = 0. \quad (11)$$

Подстановка параметра Хаббла (10) в условие (11) позволяет вычислить функцию связи, соответствующую ограничениям.

$$\xi(t) = \xi_0 - \frac{1}{2}\xi_1 t^{1-6\delta} \text{Ei}\left(\frac{1}{2} + 3\delta, 3\gamma t^2\right), \quad (12)$$

где  $\xi_0$ ,  $\xi_1$  – параметры функции связи; Ei – интегральная показательная функция.

Комбинация уравнений (6) и (7) с полученными значениями параметра Хаббла (10) и функции связи (12) приводит к получению кинетической и потенциальной части скалярного поля

Первым шагом для анализа поздней Вселенной является переход в термины красного смещения  $a(t) = (z + 1)^{-1}$ . Благодаря такому переходу есть возможность оценить относительно точное время событий. Целевым результатом преобразования является безразмерный параметр Хаббла, на основе которого происходят дальнейшие вычисления

$$h(z) = \frac{e^{\delta W \left( \frac{\gamma \left( \frac{(1+z)^{-1}}{\beta} \right)^{\frac{1}{\delta}} \right)} \left[ 1 + W \left( \frac{\gamma \left( \frac{(1+z)^{-1}}{\beta} \right)^{\frac{1}{\delta}} \right) \right] \left[ W \left( \frac{\gamma \left( \frac{(1+z)^{-1}}{\beta} \right)^{\frac{1}{\delta}} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}}{2\beta \sqrt{\gamma \delta} e^{\delta W \left( \frac{\gamma \left( \frac{(1+z)^{-1}}{\beta} \right)^{\frac{1}{\delta}} \right)}}, \quad (15)$$

где  $W(x)$  – функция Ламберта [17];  $z$  – красное смещение. Далее, безразмерный параметр Хаббла в терминах красного смещения (15) используется

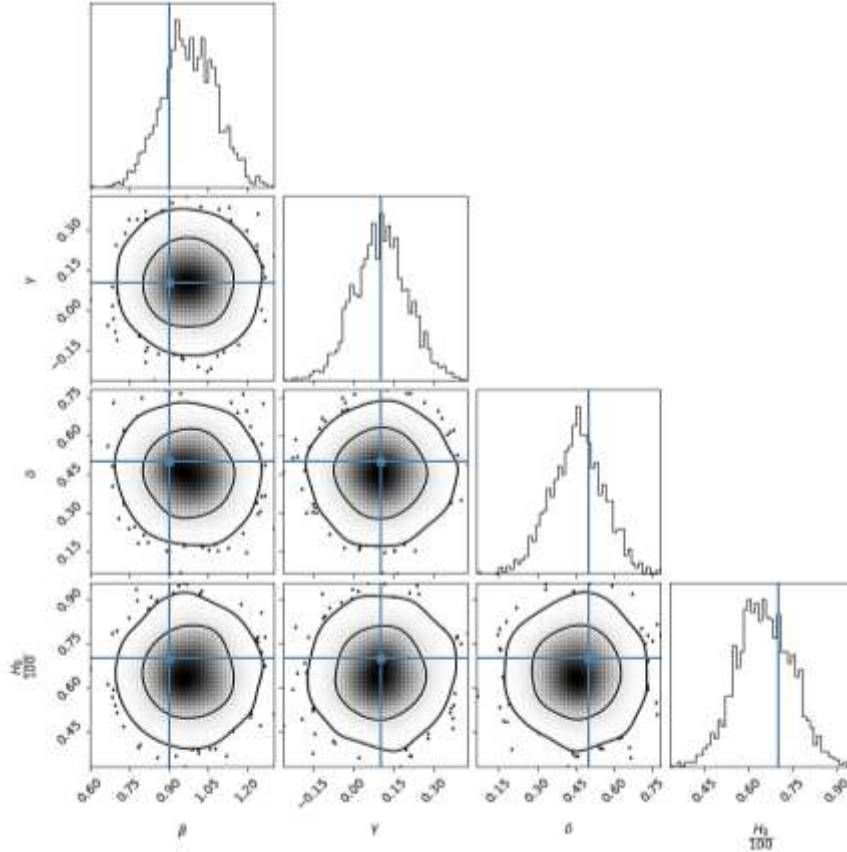
для вычисления расстояния светимости  $d_L$ , которое далее, используется в формуле фотометрического расстояния  $\mu$  [18].

$$d_L = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{h(z)} \Rightarrow \mu = 5[\log_{10}(d_L) + 5], \quad (16)$$

где  $c$  – скорость света;  $H_0$  – параметр Хаббла в настоящее время (при  $z = 0$ ).

Для дальнейшей статистической обработки данных наблюдений и теоретических значений

фотометрического расстояния применяется метод МСМС. Результаты оптимизации параметров масштабного фактора показаны на рисунке 2.



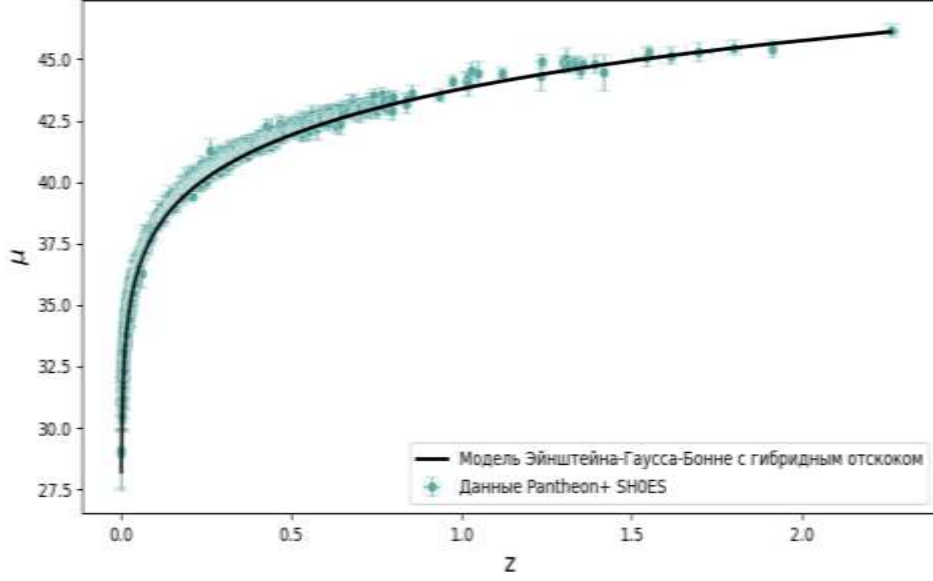
**Рисунок 2** – Контурлы достоверности 68% и 95% оптимизированных параметров масштабного фактора на основе данных Pantheon+ и SH0ES.

В результате статистической обработки вычислены наиболее вероятные значения параметров  $\beta = 0.974 \pm 0.07$ ,  $\gamma = 0.1 \pm 0.065$  и  $\delta = 0.457 \pm 0.069$ . При таких значениях достигнуто максимальное соответствие данным наблюдений, показанное на рисунке 3.

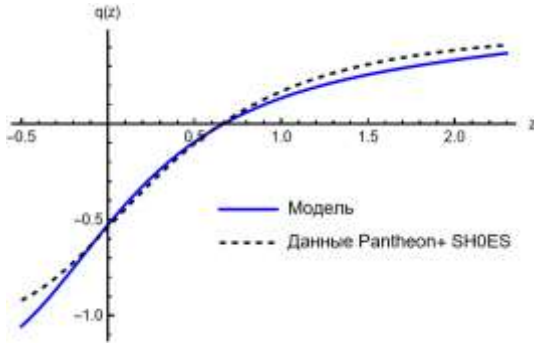
Далее, для оценки динамики ускоренного расширения поздней Вселенной применяется космографический параметр замедления  $q(z)$  [19]. Одним из наиболее примечательных событий поздней Вселенной является переход от замедленного расширения к ускоренному [20]. График параметра замедления  $q(z)$  в сравнении с данными наблюдений показан на рисунке 4.

$$q(z) = \frac{\partial H(z)}{\partial z} \frac{(1+z)}{H(z)} - 1. \quad (17)$$

Наличие перехода от замедленного расширения к ускоренному определяется пересечением  $q(z) = 0$ . Замедленному расширению Вселенной соответствуют значения  $q(z) > 0$ . Ускоренный режим наблюдается при  $q(z) < 0$ . Рисунок 4 демонстрирует наличие перехода в момент  $z \approx 0.66$ , совпадающий с данными наблюдений. Связь красного смещения и времени [21] показывает, что переход произошел примерно 6.1 млрд. лет назад.



**Рисунок 3** – Теоретические значения фотометрического расстояния  $\mu(z)$  в сравнении с данными наблюдений при оптимизированных значениях параметров.

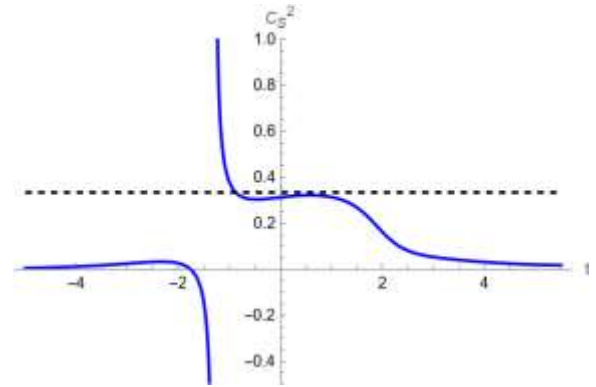


**Рисунок 4** – Параметр замедления  $q(z)$  модели в сравнении с данными наблюдений.

Несмотря на успешное соответствие данным наблюдений, использование решений на основе сценария космологического отскока может привести к нестабильности модели. Для проверки стабильности используется метод, основанный на скорости распространения барионных осцилляций, упрощенно называемой скоростью звука [22]. В ранние этапы эволюции Вселенной плотность барионной материи была достаточно высокой, обеспечивая скорость звука  $C_S \approx 57\%$  от скорости света [23]. В настоящее время плотность материи близка к нулевой. Тем не менее, стабильные космологические модели должны демонстрировать положительные значения квадрата скорости звука  $C_S^2$ , вычисляемые по формуле

$$C_S^2(t) = \frac{\dot{p}(t)}{\dot{\rho}(t)}. \quad (18)$$

Использование терминов обобщенного времени позволяет оценить не только поздние и ранние этапы эволюции Вселенной, но и стабильность до момента отскока. В данном случае момент космологического отскока  $t = 0$  совпадает с моментом начала Вселенной. График квадрата скорости распространения барионных осцилляций показан на рисунке 5.



**Рисунок 5** – Квадрат скорости распространения барионных осцилляций  $C_S^2(t)$

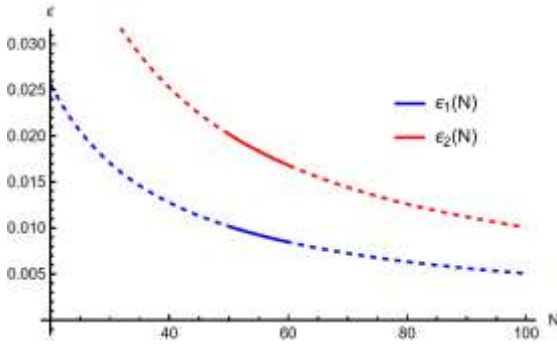
Рисунок 5 показывает наличие нестабильности до точки отскока  $t = 0$ , после чего достигается максимальное значение скорости звука  $C_S^2(t) \approx 0.333$ . Дальнейшее уменьшение функции свидетельствует об уменьшении плотности материи. Так как модели космологического отскока часто являются альтернативой теории инфляции, первым шагом необходимо проверить наличие про-



тиворечий. Оценка инфляционной динамики реализуется при помощи параметров медленного скатывания.

$$\epsilon_1 = \frac{\dot{H}}{H^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{\dot{\epsilon}_1}{H\epsilon_1}. \quad (19)$$

Соблюдение условия  $\epsilon_1 \ll 1$  свидетельствует о наличии инфляции. Выполнение условия  $\epsilon_2 \ll 1$  доказывает достаточную длительность данной фазы [24]. Оценка параметров ранней Вселенной происходит в терминах количества е-фолдов  $a(t) = e^N$ . Так, инфляционный диапазон ограничивается 50-60 е-фолдами, что показано на рисунке 6.



**Рисунок 6** – Параметры медленного скатывания  $\epsilon_1(N)$  и  $\epsilon_2(N)$  в инфляционном диапазоне 50-60 е-фолдов.

Рисунок 6 свидетельствует об отсутствии противоречий между предложенной моделью отскока и космологической инфляцией. Модель демонстрирует наличие инфляции, соответствуя условию  $\epsilon_1 \ll 1$  и достаточную длительность инфляционного периода согласно условию  $\epsilon_2 \ll 1$ .

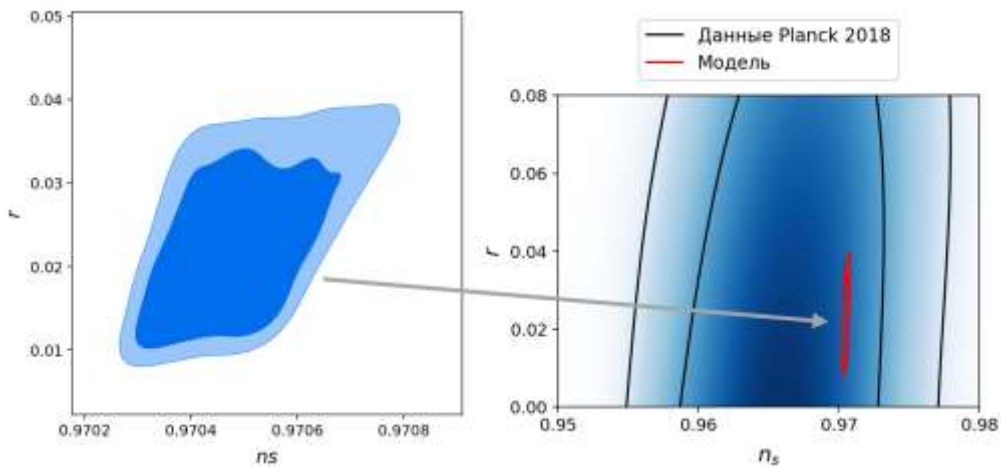
Далее, параметры медленного скатывания используются для вычисления спектрального индекса скалярных возмущений  $n_s$  и отношения тензора к скаляру  $r$ . Анализ данных параметров позволяет определить влияние масштаба на скалярные возмущения.

$$n_s - 1 = -6\epsilon_1 + 2\epsilon_2, \quad (20)$$

$$r = 16\epsilon_1. \quad (21)$$

Соответствие условию  $n_s < 1$  свидетельствует о красном наклоне спектра скалярных возмущений, что согласуется с инфляционной теорией [25]. Выполнение данного условия говорит о больших амплитудах возмущений на больших масштабах. Синий наклон  $n_s > 1$  демонстрирует случай, при котором амплитуда возмущений выше на малых масштабах и ниже на больших. Это означает, что мелкомасштабные возмущения были более выражены в ранней Вселенной. Такой спектр не согласуется с наблюдениями и не предсказывается стандартными инфляционными моделями. Нейтральный наклон  $n_s = 1$  характеризует одинаковую амплитуду на всех масштабах. Однако современные наблюдения показывают небольшое отклонение в сторону красного спектра.

Для более точной оценки модели необходимо провести сравнение с данными наблюдений. Наиболее релевантным источником является база данных результатов Planck 2018 по причине приоритетной направленности миссии на исследование параметров ранней Вселенной. Для сравнения использован метод МСМС совместно с кодом Собауа для статистического анализа, результаты которого показаны на рисунке 7.



**Рисунок 7** – Контурные достоверности 68% и 95% спектрального индекса скалярных возмущений  $n_s(N)$  и отношения тензора к скаляру  $r(N)$  в сравнении с данными Planck 2018.

Рисунок 7 демонстрирует отсутствие противоречий между предложенной моделью и теорией космологической инфляции. Показано соответствие данным наблюдений и наклон в красную сторону спектра скалярных возмущений. В результате статистической обработки вычислены наиболее вероятные значения параметров масштабного фактора:  $\beta = 1.0 \pm 0.057$ ,  $\gamma = 0.099 \pm 0.0581$ ,  $\delta = 0.449 \pm 0.086$ . Незначительные отклонения параметров модели при использовании данных Pantheon+, SH0ES и Planck 2018 свидетельствуют об универсальности модели в рамках исследования как ранних, так и поздних этапов расширения Вселенной.

### Заключение

В данной работе была разработана и протестирована модель Эйнштейна-Гаусса-Бонне с масштабным фактором гибридного отскока. В отличие от традиционных подходов, предложенная модель сочетает в себе преимущества степенного и экспоненциального расширения, что позволяет тонко настраивать различные параметры эволюции Вселенной. На основе масштабного фактора гибридного отскока, с учетом ограничений скорости распространения гравитационных волн получены аналитические решения. Для точного вычисления параметров масштабного фактора использован статистический анализ методом MCMC на основе данных Pantheon+, SH0ES и Planck 2018.

Выяснилось, что для соответствия данным наблюдений, значения параметров ограничены диапазонами  $\beta = 0.974 \pm 0.07$ ,  $\gamma = 0.101 \pm 0.065$  и  $\delta = 0.457 \pm 0.069$ . Вычисленные значения позволили осуществить анализ динамики ускоренного расширения через параметр замедления  $q(z)$ . Рисунок 4 демонстрирует наличие перехода 6.1 млрд. лет назад. Далее проведен анализ стабильности модели, являющийся одним из наиболее критических для моделей отскока. По-

лученные данные свидетельствуют о стабильности модели в окрестности момента отскока  $t = 0$ . Помимо стабильности, показано, что динамика изменения скорости распространения барионных колебаний соответствует данным наблюдений и составляет 57% от скорости света.

Анализ совместимости с данными ранней Вселенной осуществлен при помощи параметров медленного скатывания. Несмотря на природу исследуемой модели, противоречия между космологическим отскоком и теорией инфляции не были обнаружены. Полученные данные свидетельствуют о наличии инфляции в модели и ее достаточной длительности. Для сравнения с данными наблюдений использованы данные миссии Planck 2018 совместно с кодом для статистического анализа Cobaya.

Для соответствия параметрам ранней Вселенной значения ограничены диапазонами  $\beta = 1.0 \pm 0.057$ ,  $\gamma = 0.099 \pm 0.0581$  и  $\delta = 0.449 \pm 0.086$ . Выяснилось, что расхождение данных статистического анализа в рамках ранней и поздней Вселенной минимально, что свидетельствует о возможности использования предложенной модели для анализа всей истории Вселенной.

Таким образом, предложенная модель представляет собой важный шаг в решении проблемы начальной сингулярности, обеспечивая совместимость с основными положениями современной космологии. Дальнейшее развитие данного подхода, а также новые достижения в наблюдении гравитационных волн, могут способствовать более глубокому пониманию ранних этапов эволюции Вселенной и уточнению физических механизмов, ответственных за ее динамику.

### Благодарность

Данное исследование профинансировано Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № AP19674478).

### Литература

- 1 Zhu X., Zhu J., Zhang M. A Brief Overview of the Big Bang Theory with Frontier Attachments // Theoretical and Natural Science. — 2023. — Т. 5, № 1. — С. 87–94.
- 2 Heller M. Cosmological Singularity and the Creation of the Universe // Zygon. — 2000. — Т. 35, № 3. — С. 665–685.
- 3 Brandenberger R., Peter P. Bouncing Cosmologies: Progress and Problems // Foundations of Physics. — 2017. — Т. 47, № 6. — С. 797–850.
- 4 Battefeld D., Peter P. A Critical Review of Classical Bouncing Cosmologies // Phys Reports. — 2014. — Т. 571. — С. 1–66.
- 5 Akrami Y. et al. Planck 2018 results. X. Constraints on inflation // Astron Astrophys. — 2018. — Т. 641. — С. 61.



- 6 Marozzi G., Tedesco L., Bozza V. Cosmological Perturbations in Bouncing Cosmologies and the Case of the Pre-Big Bang Scenario // *Universe*. — 2022. — T. 8, № 7. — C. 379.
- 7 Zubair M., Farooq M. Bouncing behaviours in four dimensional Einstein Gauss-Bonnet gravity with Cosmography and Observational constraints. // *The European Physical Journal Plus*. — 2023. — T.138, № 2. — C. 173.
- 8 Odintsov S.D., Paul T. Bounce universe with finite-time singularity. // *Universe* — 2022. — T.8, № 5. — C. 292.
- 9 Garcia-Saenz S., Hua J., Zhao Y. Geodesic completeness, cosmological bounces and inflation // *Physical Review D*. — American Physical Society, — 2024. — T. 110, № 6.
- 10 Ben-Dayan I. et al. Gravitational-wave background in bouncing models from semi-classical, quantum and string gravity // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2024. — № 9. — C. 058.
- 11 Fernandes P.G.S. et al. The 4D Einstein-Gauss-Bonnet Theory of Gravity: A Review // *Class Quantum Gravity*. — 2022. — T. 39, № 6.
- 12 Nojiri S., Odintsov S.D., Oikonomou V.K. Propagation of Gravitational Waves in Einstein--Gauss-Bonnet Gravity for Cosmological and Spherically Symmetric Spacetimes. // *Nuclear Physics B*. — 2024. — № 998.
- 13 Scolnic D. et al. The Pantheon+ Analysis: The Full Dataset and Light-Curve Release // *Astrophys J*. — 2021. — T. 938, № 2. — C. 113.
- 14 Torrado J., Lewis A. Cobaya: Code for Bayesian Analysis of hierarchical physical models // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2020. — T. 2021, — № 5.
- 15 Nojiri S., Odintsov Sergei.D. Propagation Speed of Gravitational Wave in Scalar--Einstein--Gauss-Bonnet Gravity. // *Nuclear Physics B*. — 2024. — № 998.
- 16 The LIGO Scientific Collaboration, The Virgo Collaboration. GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral // *Phys Rev Lett*. — 2017. — T. 119, № 16.
- 17 Saha S., Bamba K. The Lambert W function: A newcomer in the Cosmology class? // *Zeitschrift fur Naturforschung - Section A Journal of Physical Sciences*. — 2019. — T. 75, № 1. — C. 23–27.
- 18 Zaninetti L. Sparse formulae for the distance modulus in cosmology // *Journal of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology*. — 2021. — T. 7, № 03. — C. 965–992.
- 19 Sadjadi H.M. On cosmic acceleration in four dimensional Einstein-Gauss-Bonnet gravity // *Physics of the Dark Universe*. — 2020. — № 30.
- 20 De Leon J.P. Transition from decelerated to accelerated cosmic expansion in braneworld universes // *Gen Relativ Gravit*. — 2004. — T. 38, № 1. — C. 61–81.
- 21 Dole H. Cosmology Ruler Bookmark for Teaching and Outreach Purposes (Pen-and-pencil cosmological ruler calculator for everyone, especially students). — 2024.
- 22 De Felice A., Gerard J.-M., Suyama T. Cosmological perturbation in f(R,G) theories with a perfect fluid // *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*. — 2010. — T. 82, № 6.
- 23 Bennett C.L. et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results // *Astrophysical Journal, Supplement Series*. — 2012. — T. 208, № 2.
- 24 Arciniega G. et al. Geometric inflation // *Physics Letters B*. — 2020. — T. 802.
- 25 Minic D., Tze C.-H. Background Independent Quantum Mechanics and Gravity // *Physical Review D*. — 2003. — T. 68, № 6.

## References

- 1 Zhu X., Zhu J., Zhang M., *Theoretical and Natural Science*, 5(1), 87–94, (2023).
- 2 Heller M., *Zygon*, 35(3), 665–685, (2000).
- 3 Brandenberger R., Peter P., *Foundations of Physics*, 47(6), 797–850, (2017).
- 4 Battefeld D., Peter P., *Physics Reports*, 571, 1–66, (2014).
- 5 Akrami Y. et al., *Astronomy and Astrophysics*, 641, 61, (2018).
- 6 Marozzi G., Tedesco L., Bozza V., *Universe*, 8(7), 379, (2022).
- 7 Zubair M., Farooq M., *The European Physical Journal Plus*, 138(2), 173, (2023).
- 8 Odintsov S.D., Paul T., *Universe*, 8(5), 292, (2022).
- 9 Garcia-Saenz S., Hua J., Zhao Y., *Physical Review D*, 110(6), (2024).
- 10 Ben-Dayan I. et al., *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 9, 058, (2024).
- 11 Fernandes P.G.S. et al., *Classical and Quantum Gravity*, 39(6), (2022).
- 12 Nojiri S., Odintsov S.D., Oikonomou V.K., *Nuclear Physics B*, 998, (2024).
- 13 Scolnic D. et al., *Astrophysical Journal*, 938(2), 113, (2021).
- 14 Torrado J., Lewis A., *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2021(5), (2020).
- 15 Nojiri S., Odintsov S.D., *Nuclear Physics B*, 998, (2024).
- 16 The LIGO Scientific Collaboration, The Virgo Collaboration, *Physical Review Letters*, 119(16), (2017).
- 17 Saha S., Bamba K., *Zeitschrift für Naturforschung A*, 75(1), 23–27, (2019).
- 18 Zaninetti L., *Journal of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology*, 7(3), 965–992, (2021).
- 19 Sadjadi H.M., *Physics of the Dark Universe*, 30, (2020).
- 20 de Leon J.P., *General Relativity and Gravitation*, 38(1), 61–81, (2004).
- 21 Dole H., (2024).

- 22 De Felice A., Gerard J.-M., Suyama T., Physical Review D, 82(6), (2010).  
23 Bennett C.L. et al., Astrophysical Journal Supplement Series, 208(2), (2012).  
24 Arciniega G. et al., Physics Letters B, 802, (2020).  
25 Minic D., Tze C.-H., Physical Review D, 68(6), (2003).

**История статьи:**

Поступила 10 февраля 2025

Принята 11 марта 2025

**Мақала тарихы:**

Түсті – 10.02.2025

Қабылданды – 11.03.2025

**Информация об авторах:**

1. **Рахатов Даурен Жанатович** (автор-корреспондент) – докторант кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л. Н. Гумилева г.Астана, Казахстан. e-mail: [godauren@gmail.com](mailto:godauren@gmail.com)

2. **Цыба Петр Юрьевич** – PhD, ассоциированный профессор кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л. Н. Гумилева г. Астана, Казахстан, e-mail: [tsyba\\_pyu@enu.kz](mailto:tsyba_pyu@enu.kz)

3. **Разина Ольга Викторовна** – PhD, ассоциированный профессор кафедры общей и теоретической физики ЕНУ им. Л. Н. Гумилева г. Астана, Казахстан. e-mail: [razina\\_ov@enu.kz](mailto:razina_ov@enu.kz)

**Авторлар туралы мәлімет:**

1. **Рахатов Даурен Жанатович** (автор корреспондент) – Л.Н. Гумилев ат. ЕАУ жалпы және теориялық физика кафедрасының докторанты, Астана қ., Қазақстан. e-mail: [godauren@gmail.com](mailto:godauren@gmail.com)

2. **Цыба Петр Юрьевич** – PhD, Л.Н. Гумилев ат. ЕАУ жалпы және теориялық физика кафедрасының ассоциаланған профессоры, Астана қ., Қазақстан. e-mail: [tsyba\\_pyu@enu.kz](mailto:tsyba_pyu@enu.kz)

3. **Разина Ольга Викторовна** – PhD, Л.Н. Гумилев ат. ЕАУ жалпы және теориялық физика кафедрасының ассоциаланған профессоры, Астана қ., Қазақстан. e-mail: [tsyba\\_pyu@enu.kz](mailto:tsyba_pyu@enu.kz)

Н. Бейсен , С. Тоқтарбай , М. Алимкулова ,Т. И. Ерназаров , Н. Шыңғысхан\* 

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: nurkamal8503@gmail.com

## ГРАВИТАЦИЯ ЖӘНЕ ВАКУУМНЫҢ СЫЗЫҚТЫ ЕМЕС ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ӘСЕРІНЕН МАГНЕТАРДЫҢ МАГНИТОСФЕРАСЫ АРҚЫЛЫ ӨТКЕН ЖАРЫҚ СӘУЛЕСІНІҢ АУЫТҚУЫН САНДЫҚ ТҮРДЕ ЗЕРТТЕУ

Бұл жұмыста электромагниттік сәуленің магнетардың магнетосферасы арқылы өту кезіндегі вакуумның сызықты емес электродинамикасы мен гравитацияның комбинацияланған әсерін сандық түрде зерттеу әдістеріне шолу жасалады. Вакуумның сызықты емес электродинамикасының Борн-Инфельд моделі шеңберінде Пенроуз-Ньюманн формализмі бойынша анықталған эффективті метрикадан шығатын эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің сандық түрде алынған шешімдері қарастырылады. Жерге ең жақын орналасқан магнетар мен оған жақын аймақтан өткен гамма сәуле жарқылының параметрлері бастапқы шарттар ретінде қолданылып, эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің Рунге-Кутта әдісі арқылы шешілген сандық түрдегі шешімдері қарастырылады. Зерттеу нәтижесінде, магнетардың айналасында электромагниттік сәуленің майысуы, оның бұрыштық үлестірілімі, фронттың деформациясы және энергия тығыздығының таралуындағы анизотропия нәтижелері салыстырылады. Нәтижесінде магнетар бетіне жақын аумақтарда сәуленің бұрылу бұрышы  $86^\circ$ -тан жоғары бұрышқа бұрылады. Электромагниттік сәуле фронтының пішіні эллипс пішінге ауысып, ықшам нысандар жанында оның таралуының анизотропиясы байқалады. Сонымен бірге электромагниттік сәуленің магнетардың комбинациялық өрісінен өту кезінде оның энергия тығыздығы 1,83 есе артатындығы есептелген. Бұл нәтижелер күшті комбинациялық өріс жағдайында электромагниттік сәуленің компакт нысандар арқылы таралу заңдылықтарын сипаттап, болашақ астрофизикалық бақылаулар мен теориялық модельдеулерге маңызды үлес қосады.

**Түйін сөздер:** ықшам объект, электромагниттік сәуле, магнетар, вакуумның сызықты емес электродинамикасы, гравитация.

N. Beissen, S. Toktarbay, M. Alimkulova, T. Yernazarov, N. Shynggyskhan\*

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail: nurkamal8503@gmail.com

## Numerical study of the deflection of a light beam passing through the magnetosphere of a magnetar under the influence of gravity and nonlinear electrodynamics of vacuum

This study presents a review of numerical methods for investigating the combined effects of nonlinear vacuum electrodynamics and gravity on the propagation of electromagnetic radiation through a magnetar's magnetosphere. Within the framework of the Born–Infeld model of nonlinear electrodynamics, numerical solutions to the system of effective geodesic equations derived from the effective metric defined via the Penrose–Newman formalism are analyzed. The initial conditions are based on the parameters of a gamma-ray burst that passed near the closest magnetar to Earth. The system is solved numerically using the Runge–Kutta method. The study examines the bending of electromagnetic rays near the magnetar, their angular distribution, front deformation, and anisotropy in the energy density distribution. It is found that the radiation deflects by more than  $86^\circ$  near the magnetar's surface. The wavefront shape transforms into an ellipse, and anisotropic propagation is observed near the compact object. Additionally, the energy density of the radiation increases by a factor of 1.83 as it passes through the combined field of the magnetar. These results characterize the behavior of electromagnetic radiation in strong combined fields near compact objects and provide important insights for future astrophysical observations and theoretical modeling.

**Keywords:** compact object, electromagnetic radiation, magnetar, nonlinear vacuum electrodynamics, gravity.

Н. Бейсен, С. Тоқтарбай, М. Алимкулова, Т.И. Ерназаров, Н. Шыңғысхан\*

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

\*e-mail: nurkamal8503@gmail.com

## Численное исследование отклонения светового луча, прошедшего через магнитосферу магнетара, под воздействием гравитации и нелинейной электродинамики вакуума

В данной работе представлен обзор численных методов исследования комбинированного влияния нелинейной электродинамики вакуума и гравитации на распространение электромагнитного излучения через магнитосферу магнетара. В рамках модели Борна–Инфельда нелинейной электродинамики вакуума рассматриваются численные решения системы эффективных геодезических уравнений, выведенных из эффективной метрики, определяемой в формализме Пенроуза–Ньюмана. В качестве начальных условий используются параметры гамма-всплеска, прошедшего через область, прилегающую к ближайшему к Земле магнетару. Система уравнений решается численно методом Рунге–Кутты. В результате исследования анализируются искривление электромагнитного луча в окрестности магнетара, его угловое распределение, деформация фронта и анизотропия распределения плотности энергии. Установлено, что вблизи поверхности магнетара луч отклоняется на угол более  $86^\circ$ . Форма фронта электромагнитного излучения трансформируется в эллиптическую, а вблизи компактного объекта наблюдается анизотропия его распространения. Кроме того, установлено, что при прохождении через комбинированное поле магнетара энергетическая плотность излучения увеличивается в 1,83 раза. Полученные результаты описывают особенности распространения электромагнитного излучения вблизи компактных объектов в условиях сильного комбинированного поля и вносят важный вклад в развитие астрофизических наблюдений и теоретического моделирования.

**Ключевые слова:** компактный объект, электромагнитное излучение, магнетар, нелинейная электродинамика вакуума, гравитация.

## Кіріспе

Гравитациялық өрісте электромагниттік сәуленің (ЭМ) таралуы Жалпы салыстырмалылық теориясында жарықтың қисық траекториялар бойымен таралуын сипаттайтын маңызды құбылыс. Бұл алғаш рет Эйнштейннің гравитациялық линзалану теориясында қарастырылып, кейіннен бақылаулармен расталды. Алайда, аса күшті магнит өрісіне ие компакт объектілердің, әсіресе магнетарлардың айналасында, вакуумның сызықты емес электродинамикасы (СЭД) сәуленің таралуына қосымша әсер беруі мүмкін. СЭД әсерлері кванттық теорияның шеңберінде вакуумдағы жарықтың қос сыну көрсеткіші мен оның дисперсиялық қасиеттерінің өзгеруі сияқты құбылыстарда болатындығын көрсетеді. Осылайша, сәуленің гравитациясы мен СЭД әсерлерінің комбинацияланған әсері туралы зерттеулер аса күшті магнит өрісі бар астрофизикалық нысандардың айналасындағы кеңістіктік-уақыттық құрылым туралы тереңірек түсінік береді.

Сызықты емес электродинамикада классикалық Борн-Инфельд теориясы Максвелл электродинамикасындағы нүктелік зарядтың шексіз өзіндік энергиясын шешу үшін енгізілген

қарапайым теория болып саналады [1, 2]. Бұл вакуумның бос кеңістік екендігіне жауап беретін классикалық теория болып табылады. Алайда, күшті магниттік және электр өрісінің мәндерінде вакуумның поляризациясы туындап, вакуум бос кеңістік емес, ол үнемі пайда болып жоғалып отыратын бөлшектердің ортасына айналады. Мұндай күшті өріс режимінде вакуумның кванттық электромагниттік поляризациясынан туындайтын сызықты емес электродинамикалық (СЭД) әсерлерін Эйлер-Гейзенберг теориясымен түсіндіруге болады [3, 4].

Вакуумның СЭМ-сы Жер жағдайында зерттеу әлі де өз жалғасын табуда [6-8]. Алайда, осы уақытқа дейін Жер жағдайында осыншама аса күшті электромагниттік (ЭМ) өрістің әсерлерін зерттеулер мүмкіндігі аз болғандықтан, өз нәтижелерін бермей отыр. Дегенмен, зарядталған қарақұрдымдар мен магнетарлар сияқты астрофизикалық ықшам объектілердегі вакуумның СЭМ әсерлерін зерттеу, оның заңдылықтарын растауға мүмкіндік беретін бірден-бір тәжірибелік алаң болып саналады. СЭМ-ның заңдылықтарының болжамдарына сәйкес қазіргі таңда бірнеше теориялық модельдері ұсынылуда [9-12]. Сондықтан да, астрофизикалық ықшам

объектілердегі вакуумның СЭМ-ның әсерін зерттеуге қызығушылықтар артуда.

ЭМ сәуле гравитациялық өрісте қозғалғанда, оның траекториясы классикалық геодезиялық теңдеулер жүйесімен сипатталады, яғни жарық сәулелері қисық кеңістіктік-уақытта нөлдік геодезиялық сызықтардың бойымен таралады. Алайда, кванттық электродинамикадағы (КЭД) вакуумның поляризациясы және жарықтың қос сынуының әсерлері ескерілгенде, сәуле эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесіне бағынады. Осы эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесін алу мен оны шешу арқылы гравитация мен ЭМ-тік өріс әсерлерін зерттеу үшін алғаш Пенроуз-Ньюман формализмі ұсынылған [13]. Бұл формализм вакуумның гравитация мен СЭД эффекттерін ескеру арқылы ЭМ толқындардың таралу ерекшеліктерін талдауға мүмкіндік береді.

Әдетте, СЭД әсеріндегі вакуум арқылы өтетін жарықтың жылдамдығы тұрақты болмай, керісінше, өріс кернеулігіне байланысты өзгереді. Ал, бұл аса күшті ЭМ өрістің әсерінен вакуумның поляризацияланатындығының салдарын көрсетеді. Классикалық Борн-Инфельд теориясына сәйкес вакуумның СЭМ әсерлері елеулі бола бастайтын электр өрісінің шамасы шамамен  $10^{21}$  В/м [5], ал магниттік индукцияның шамасы шамамен  $10^{16}$  Гс болады. Бұл кванттық электродинамикада өріс күшінің  $B_c = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} \approx 4.4 \times 10^{13}$  Гс мәніне сәйкес келеді [4].

Қазіргі таңда ЭМ сәуленің таралуына вакуумның гравитация мен СЭД-сының әсерлерін зерттеулер өте қарқынды жүруде. Аса күшті ЭМ өрістің әсеріне байланысты Эйлер-Гейзенберг теориясы шеңберінде эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің бірнеше аналитикалық шешімдері алынып, ЭМ сәуленің бұрылу бұрыштарына баға берілген [14-19]. Басқа зерттеулерде Пенроуз-Ньюман формализмін қолдану арқылы зарядталған кара құрдымның айналысындағы комбинацияланған гравитациялық және ЭМ өрістердегі жарықтың және бөлшектің геодезиялық сызықтары СЭМ-ның бірнеше модельдерінің шеңберінде зерттелген [20,21]. Сонымен бірге, магнетарлардағы дипольді магниттік өрістің оптикалық геометрия әдісі арқылы да бұл мәселе қарастырылған [22,23]. Тағы бір зерттеуде аналитикалық шешімдермен бірге экваториалды

жазықтықтағы шекаралық шарттарға сәйкес комбинацияланған гравитациялық және дипольді магнит өрісіндегі ЭМ сәуле үшін эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің Борн-Инфельд моделінің аумағындағы сандық шешімдері алынып, ауытқу бұрыштарына баға берілген [22]. Алайда, Борн-Инфельд теориясы аясындағы бұл эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің аналитикалық шешімдері экваториалды жазықтықтан тыс жазықтықтағы ЭМ сәуленің комбинацияланған гравитациялық және дипольді магниттік өрістердің әсерінен ауытқу бұрыштарына, магнетарға келе жатқан сәуле фронтының пішіні нысанға жақын аумақта эллипсоид болатындығын және магнетардан шығатын ЭМ сәуленің энергиялық тығыздығының үлестірілімін алуға мүмкіндік бермеиді [23-28]. Сондықтан, біз бұл жұмыста осы соңғы зерттеу жұмысы бойынша Борн-Инфельд теориясы аясындағы комбинацияланған гравитациялық және дипольді магниттік өрістердің әсеріндегі жарықтың эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің сандық шешімдеріне шолу жасаймыз.

Бұл жұмыстың 1-бөлімінде эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесін алу; 2-бөлімде осы теңдеулер жүйесін сандық түрде шешу үшін шекаралық шарттар; 3-бөлімде сандық шешімдердің нәтижелері; 4-бөлімінде жұмыстың қорытындысы қорытындыланып, болашағы мен маңыздылығы талқыланады.

## Тәсілдер

### Дипольді магнит өрісі және эффективті метрика

Алдыңғы жұмыстарда аналитикалық шешімдердің әдістері сияқты [19], алдымен, біз ЭМ өрістің құрылымын анықтап аламыз. Бұл жұмыста біз Вакуумның сызықты емес электродинамикасының эффекттерін Борн-Инфельд теориясының аумағында қарастырамыз. Өйткені кванттық электродинамикадан шығатын Эйлер-Гейзенберг теориясында вакуумның СЭЭ эффекттерін зерттеу үшін басқа да қосымша эффекттерді есепке алу зерттеуді күрделендіреді. Сондықтан, бұл БИ теориясы вакуумның СЭЭ эффекттерін зерттеуді оңтайластырады. Борн-Инфельд СЭЭ лагранжианын келесі түрде жазып аламыз:

$$L_{BI} = -\frac{1}{4\pi a^2} \left[ \sqrt{1 + a^2(\vec{B}^2 - \vec{E}^2)} - a^4(\vec{B}^2 \vec{E}^2) - 1 \right], \quad (1)$$

мұндағы  $a$  – магниттік өріс индукциясының шамасына кері пропорционал болатын тұрақты.

Дипольді магнит өрісінің компоненттерін келесі теңдеу арқылы анықтап алуға болады:

$$B(r) = \frac{3(m \cdot r)r - r^2 m}{r^5} \quad (1a)$$

ЭМ сәуле фронты  $Oz$  осінің бойымен бағытталады деп ескерсек, магнит өрісінің кернеулігінің бағытын біз  $Ox$  осінің бойымен бағытталады. Онда магнит өрісінің кернеулігінің компоненттері келесі түрде анықталады:

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{m_x(2x^2 - y^2 - z^2)}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}}, \\ B_y &= \frac{3m_x xy}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}}, \\ B_z &= \frac{3m_x xz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}}. \end{aligned} \quad (2)$$

мұндағы  $m$  – магнит өрісінің дипольді моменті, және оның компоненттері  $m(m_x, 0, 0)$ . Осы компоненттерін анықтап алған соң біз нейтронды жұлдыздың метрикасын анықтап аламыз. Ол үшін

объекті сфералық симметриялы және айналмайды деп есептеп, оған сәйкес келетін Шваршилльді метрикасының жуықталған түрін декарттық координатада қолданамыз:

$$g_{00} = 1 - \frac{\alpha}{r}; \quad g_{11} = -\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right),$$

$$g_{22} = -\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right); \quad g_{33} = -\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right). \quad (3)$$

Пенроуз-Ньюман формализмі бойынша гравитациялық эффектерден тыс қосымша әсерлерді анықтау үшін метрикаға қосымша мүшені қосып алып қарастыруға болады. Яғни:

$$G_{\nu\mu}^{\text{eff}(1,2)} = g_{\nu\mu} - 4\eta_{(1,2)}\xi F_{\nu\beta}g^{\beta\sigma}F_{\sigma\mu}. \quad (4)$$

мұндағы  $\eta_{(1,2)}$  – постмаксвелді параметр (мұнда  $\eta_1 = \eta_2$ ),  $\xi = 1/B_{\text{ст}}$ ,  $F_{\nu\beta}$  – ЭМ тензоры. Алынған осы өрнек эффективті метрика деп аталады. Мұнда объектінің гравитациялық өрісіне қосымша құйрықша тағы бір өрістің шамасы қосылады.

Өрі қарай, осы эффективті метриканың ішіндегі ЭМ тензордың шамасын анықтап алуға болады. Біздің жағдайда оның шамасы, жоғарыда аталғандай, магнит өрісінің шамасына қарай анықтаймыз:

$$F_{\mu\nu} = g_{\mu\lambda}F^{\lambda\rho}g_{\rho\nu} = F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & B_3 & -B_2 \\ 0 & -B_3 & 0 & B_1 \\ 0 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Осы ЭМ өрістің компоненттерін қолданып, эффективті метриканың оң жағындағы тензорлық амалдарды есептеп аламыз. Соңында, сызықты

комбинация арқылы эффективті метриканың компоненттерін есептеуге болады:

$$\begin{aligned} G_{00}^{\text{eff}} &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - \alpha}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \\ G_{11}^{\text{eff}} &= -\frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{13}{2}}} \left( \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} + \alpha \right) (60x^4y^6z^2 + \\ &+ 15x^4y^8 + 60x^6y^4z^2 + 90x^4y^4z^4 + 60x^6y^2z^4 + 60x^4y^2z^6 + \\ &+ 30x^2y^8z^2 + 60x^2y^6z^4 + 60x^2y^4z^6 + 30x^2y^2z^8 + \\ &+ 36\alpha^2\eta m^2x^2\xi y^2 + 36\alpha^2\eta m^2x^2\xi z^2 + 72\eta m^2x^2\xi y^2z^2 + \\ &+ 36\eta m^2x^4\xi y^2 + 36\eta m^2x^4\xi z^2 + 36\eta m^2x^2\xi y^4 + \\ &+ 36\eta m^2x^2\xi z^4 + 72\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\alpha\eta m^2x^2\xi y^2 + \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 & +72\sqrt{x^2+y^2+z^2}\alpha\eta m^2 x^2 \xi z^2 + x^{12} + y^{12} + z^{12} + \\
 & +6x^{10}y^2 + 30x^8y^2z^2 + 6x^{10}z^2 + 15x^8y^4 + 15x^8z^4 + \\
 & +20x^6y^6 + 20x^6z^6 + 15x^4z^8 + 6x^2y^{10} + 6x^2z^{10} + \\
 & +6y^{10}z^2 + 15y^8z^4 + 20y^6z^6 + 15y^4z^8 + 6y^2z^{10}),
 \end{aligned}$$

$$G_{12}^{eff} = \frac{36\left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right)^3 m^2 x^2 y^2 \eta \xi}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}},$$

$$G_{13}^{eff} = \frac{36\left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right)^3 m^2 x^2 z y \eta \xi}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}},$$

$$G_{21}^{eff} = \frac{36\left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right)^3 m^2 x^2 y^2 \eta \xi}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}},$$

$$\begin{aligned}
 G_{22}^{eff} = & -\frac{1}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}} \left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right) \times \\
 & \times (60x^4y^6z^2 + 30x^8y^2z^2 + 60x^6y^4z^2 + 90x^4y^4z^4 + \\
 & +60x^6y^2z^4 + 60x^4y^2z^6 + 30x^2y^8z^2 + 60x^2y^6z^4 + \\
 & +60x^2y^4z^6 + 30x^2y^2z^8 + 36\alpha^2\eta m^2 x^2 \xi y^2 + \\
 & +36\alpha^2\eta m^2 x^2 \xi z^2 + 72\eta m^2 x^2 \xi y^2 z^2 + 36\eta m^2 x^4 \xi y^2 + \\
 & +36\eta m^2 x^4 \xi z^2 + 36\eta m^2 x^2 \xi y^4 + 36\eta m^2 x^2 \xi z^4 + \\
 & +72\sqrt{x^2+y^2+z^2}\alpha\eta m^2 x^2 \xi y^2 + x^{12} + y^{12} + z^{12} + \\
 & +6x^{10}y^2 + 6x^{10}z^2 + 72\sqrt{x^2+y^2+z^2}\alpha\eta m^2 x^2 \xi z^2 + \\
 & +15x^8y^4 + 15x^8z^4 + 20x^6y^6 + 20x^6z^6 + 15x^4y^8 + \\
 & +15x^4z^8 + 6x^2y^{10} + 6x^2z^{10} + 6y^{10}z^2 + 15y^8z^4 + \\
 & +20y^6z^6 + 15y^4z^8 + 6y^2z^{10}),
 \end{aligned}$$

$$G_{23}^{eff} = \frac{36\left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right)^3 m^2 x^2 z y \eta \xi}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}},$$

$$G_{31}^{eff} = \frac{36\left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right)^3 m^2 x^2 z y \eta \xi}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}},$$

$$G_{32}^{eff} = \frac{36\left(\sqrt{x^2+y^2+z^2} + \alpha\right)^3 m^2 x^2 z y \eta \xi}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{13}{2}}},$$



$$G_{33}^{eff} = \frac{36(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} + \alpha)^3 m^2 x^2 z y \eta \xi}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{13}{2}}}.$$

Енді осы эффективті метрика арқылы Кристоффел символдарын есептеп аламыз. Ол үшін алдымен эффективті метрику кері метрикасын анықтап алу қажет. Соңынан Кристоффел символдарының нольден өзге шамаларын анықтаймыз.

Бұл жұмыс біз параметрі  $z$  пен алынған эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесін қолданамыз. Бұл жүйе үш теңдеуді қамтиды:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 ct}{dz^2} &= -\left\{ \Gamma_{mp}^0 - \frac{dct}{dz} \Gamma_{mp}^3 \right\} \frac{dx^p}{dz} \frac{dx^m}{dz}, \\ \frac{d^2 x}{dz^2} &= -\left\{ \Gamma_{mp}^1 - \frac{dx}{dz} \Gamma_{mp}^3 \right\} \frac{dx^p}{dz} \frac{dx^m}{dz}, \\ \frac{d^2 y}{dz^2} &= -\left\{ \Gamma_{mp}^2 - \frac{dy}{dz} \Gamma_{mp}^3 \right\} \frac{dx^p}{dz} \frac{dx^m}{dz}, \end{aligned} \quad (7)$$

Анықталған Кристоффел символдарын анықталған эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесін анықтап жазуға қолданамыз. ЭМ фронт бағыты  $Oz$  осі бойымен бағытталғандықтан, теңдеудің параметрі ретінде  $z$  алынған. Сондықтан бұл жүйе үш теңдеуді қамтиды. Осы теңдеулер жүйесін ашып жазып, оны сандық түрде шешуге бағыттаймыз. Бұрылу бұрышының шамасын келесі өрнек арқылы анықталады:

$$\alpha = \frac{180 \cdot \arcsin\left(\frac{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}}{c}\right)}{\pi}. \quad (8)$$

Осы теңдеулерді сандық түрде шешу үшін бастапқы шарттар дұрыс қойылуы тиіс.

### Эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесі және оның сандық шешімдері

Алынған күрделі дифференциалды теңдеулер жүйесін сандық түрде шешу үшін бастапқы шарттар берілуі тиіс. Біріншіден, магнетар координата басында деп ескеріледі, яғни,  $txyz(0,0,0,0)$ . Магнетардың параметрлері ретінде Жерге ең жақын орналасқан Swift J1822.3-1606 магнетардың параметрі алынады ( $m=1.4M_s$ ,  $R=10$  km). Сонымен бірге, ЭМ сәуле фронты  $100 \times 100$  км болатын тор арқылы магнетардың магнетосферасына кіреді. Мұнда бізде қадам саны әр 1000 км болып отыр. Осы тордың

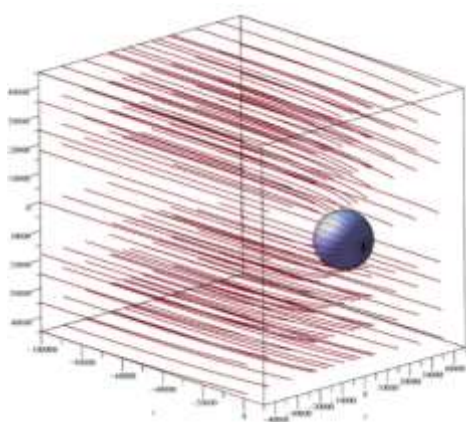
сәйкесінше нүктелері импакт параметрдің мәндеріне сәйкес келеді. Екіншіден, жоғарыда ескертілгендей, вакуумда қос сыну құбылысы ескерілмейтін, Борн-Инфельд моделі бойынша пост-максвеллдік параметрлердің шамасы өзара тең деп ескеріледі, яғни  $\eta_1 = \eta_2$ . Дегенменде, есептеулерді жан-жақты тексеру және нәтижелердің дұрыстығын бекіту үшін осы пост-максвеллдік параметрлердің үш түрлі сандық мәндерін алып, әрқайсысы үшін жеке нәтижелерге қол жеткіземіз және өзара салыстырамыз. Яғни, бұл жұмыста пост-максвеллдік параметрлердің келесі үш түрлі сандық мәндері алынады  $\eta_1 = \eta_2 = 5.1 \cdot 10^{-5}, 7 \cdot 10^{-5}, 9 \cdot 10^{-5}$ . Ал, магнетардың бетіндегі біртекті магнит өрісінің шамасы Швингер өрісінің шамасына жуық шамадағы сандық мәнімен есептелінеді, яғни  $B_s = 10^{13}$  Гс. қалған бастапқы шарттар келесі түрде енгізіледі:

$$\begin{aligned} z_0 &= -10^6 \text{ m}, \\ x(z_0) &= -2 \cdot 10^4 \text{ m}, (D(x))(z_0) = 0, \\ t(z_0) &= 0, (D(t))(z_0) = \frac{1}{c} = \frac{1}{2.99792458 \cdot 10^8}, \\ y(z_0) &= 0, (D(y))(z_0) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

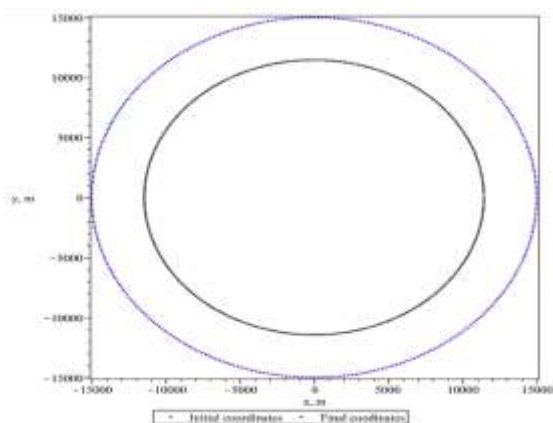
Осы бастапқы шарттар арқылы эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесін Рунге-Кутта әдісі арқылы сандық түрдегі шешімдерін алуға болады есептеулерді жеңілдету және нәтижелердің дұрыс шығуына жағдай жасау мақсатында тұрақты шамалардың сандық мәндері осылай алынды.

Жоғарыдағы бастапқы шарттарды қолданып, эффективті теңдеулер жүйесін сандық түрде шешу үшін Maple 16 есептеу платформасының LinearAlgebra пакетін қолданамыз. Сонымен бірге, есептеулердің жеңілдету және программа тіліне көп жүктеме жасамау мақсатында дифференциалдық теңдеулер жүйесін шешуге арналған Рунге-Кутта әдісін қолдандық. Осы әдіс арқылы есептелген теңдеулердің сандық шешімдердің мәндерін бір массивке жинақтап аламыз. Алынған массивтегі сандық шешімдерден, алдымен, ЭМ сәуленің эффективті геодезиялық сызықтарын көрсетуге болады (1-сурет). Мұнда магнетардың бетіндегі магнит өрісінің  $B_s = 10^{13}$  Гс шамасында және  $\eta = 5.1 \cdot 10^{-5}$  постмаксвеллдік параметрінің мәніндегі ЭМ сәуленің магнетардан 100 км арақашықтықтан оның ортасын дейінгі аралықтағы гравитациялық

және магнит өрісінің комбинацияланған әсерінен сызған траекторияларын көрсетеді. Магнетардың бетіне жақын аумақтарда геодезиялық сызықтарды қарқынды майысуы байқалады. Магнетарға жақын аумақтардағы фотондардың бастапқы және соңғы координаттарын салыстыру арқылы ЭМ сәуле фронтының оның гравитациялық өрісі арқылы линзаланумен бірге күшті магнит өрісінің қосымша майыстыру салдарын келесі график арқылы көруге болады (2-сурет). Мұнда магнетарға 15 км қашықтықтан ЭМ сәуленің орны бастапқы және соңғы координаттары арқылы комбинацияланған гравитация мен магнит өрістерінің асимметриялы пішінінің өзгерісін байқауға болады.



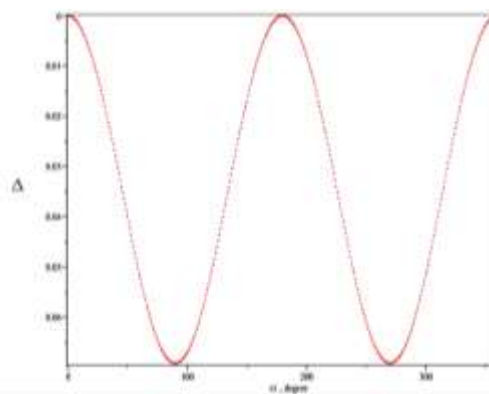
**1-сурет** –  $B_s = 10^{13}$  Гс беттік магнит өрісінің және  $\eta = 5.1 \cdot 10^{-5}$  постмаксвеллдық параметрінің мәніндегі эффективті геодезиялық сызықтары.



**2-сурет** –  $B_s = 10^{13}$  Гс беттік магнит өрісінің және импакт параметрдің  $15 \cdot 10^3$  м,  $\eta = 5.1 \cdot 10^{-5}$  постмаксвеллдік параметрінің мәндеріндегі ЭМ фронттың пішінінің шеңберден эллипсоидқа ауысу графигі.

Сандық шешімдерді қолданып, (8) тендеудің көмегімен бұрылу бұрыштарын есептеледі.

Анықталған бұрыштарды да арнайы массивке біріктіруге болады. Өйткені, мұнда  $100 \times 100$  км тор арқылы әрбір 10 км қадаммен барлық жазықтықтағы бұрылу бұрыштары қамтылады. Алдыңғы жұмыстарда аналитикалық есептеулерде экваториалды беттегі бұрыштарға ғана баға берілген болатын [22]. Біздің жағдайымызда постмаксвеллдік параметрлердің үш түрлі мәндеріне сәйкес үш түрлі бұрылу бұрыштарының нәтижелеріне қол жеткізілді. Бұрылу бұрыштарының шамасы магнетарға жақын аумақтарда ұлғайып, өте жақын келгенде, тіпті, өте қарқынды түрде 90 градустан асып кететіндігі анықталды [23,28]. Яғни, 3-суретте магнетарға 15 км қашықтықтан бұрылу бұрышы жуықтап алғанда 86 градус болатындығын көруге болады. Ал, керісінше, магнетардан алыстаған сайын бұрылу бұрыштарының шамасы аз екендігін көруге болады, яғни 100 км қашықтықтағы бұрылу бұрышының мәні шамамен 3.86 градусты қамтиды. Сонымен бірге, постмаксвеллдік параметрдің шамасы өскен сайын бұрыштардың мәндері баяу артатындығын көруге болады. Бұрылу бұрыштарына қарап ЭМ сәуле фронтының қаншалықты өзгеретіндігін де анықтауға мүмкіндік береді.



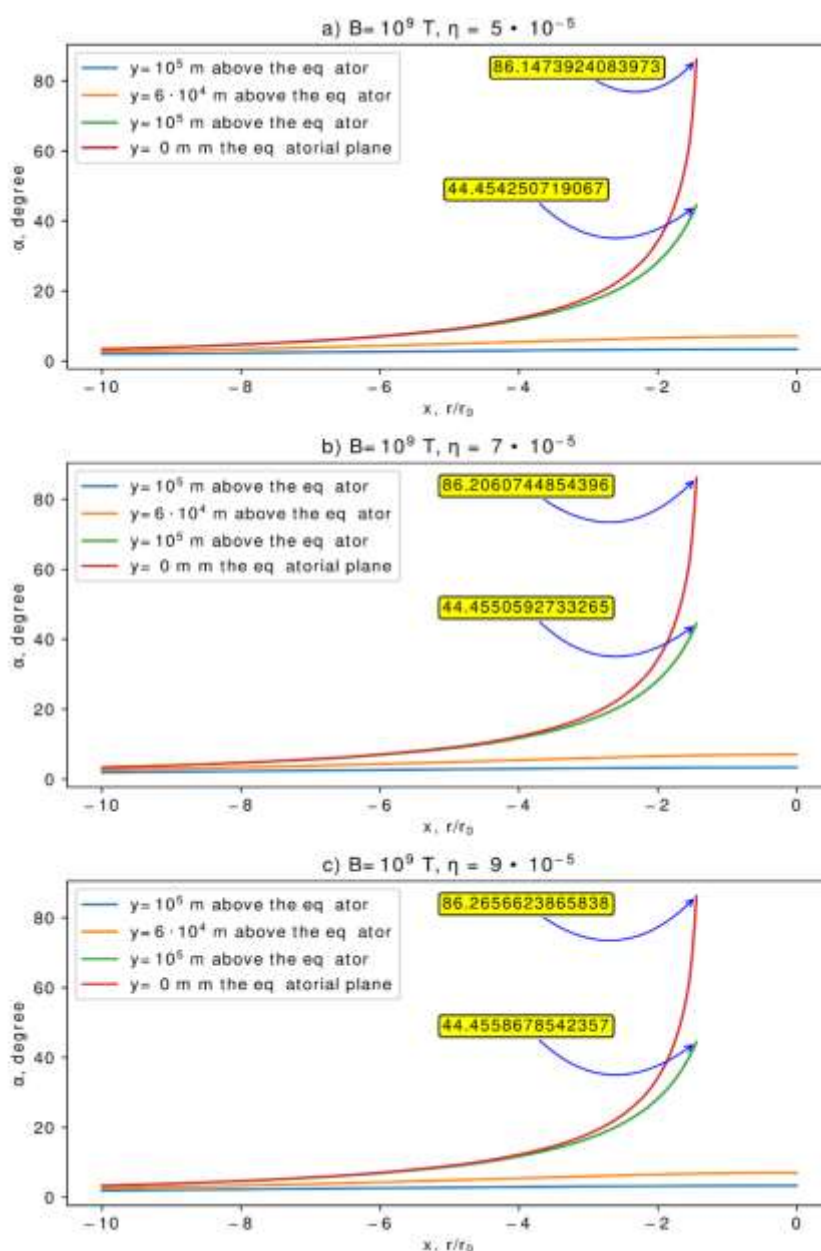
**3-сурет** –  $\eta = 5.1 \cdot 10^{-5}$  және  $B_s = 10^{13}$  Гс беттік магнит өрісі жағдайында  $z = -45 \cdot 10^3$  м кезінде ауытқу бұрыштарына қатысты ЭМ толқын фронтының деформациясы.

Эффективті геодезиялық тендеулер жүйесін сандық түрде шешу арқылы импакт параметрлердің әртүрлі мәндеріне байланысты сәуленің бұрылу бұрыштарының мәндері алынады. Осы бұрыштардың мәндері арқылы олардың соңғы координаталарына қатысты графигін салынды. Мұнда постмаксвеллдік параметрдің үштүрлі мәндеріне сәйкес ( $\eta_1 = 5.1 \cdot 10^{-5}$ ,  $\eta_2 = 7 \cdot 10^{-5}$ , және  $\eta_3 = 9 \cdot 10^{-5}$ ), үш түрлі график алынады.

Магнетардың магнитосферасына кірген электромагниттік (ЭМ) сәуленің фронты комбинацияланған өрістің әсерінен пішінін

қаншалықты өзгертетінін зерттеуге болады. Алдымен бұрылу бұрыштарын анықтап алып, олардың сандық мәндерінің бастапқы және соңғы координаталар айырмасына ( $\Delta$ ) тәуелділігін

зерттейміз және осы тәуелділіктің графигін тұрғызамыз (4-сурет). Бұрылу бұрышының үлкен мәндерінде  $\Delta$ -ның шамасы 0.07-ге тең болады.



**4-сурет** – Гравитациялық және дипольдік магнит өрісіндегі фотонның ауытқу бұрыштарының  $Ox$  координатасына сәйкес үлестірілімі.

Мұнда  $B_s = 10^{13}$  Гс,  $\eta_1 = 5.1 \cdot 10^{-5}$ ,  $\eta_2 = 7 \cdot 10^{-5}$ , және  $\eta_3 = 9 \cdot 10^{-5}$

Бұл нәтиже гравитациялық линзалану әсерімен салыстырғанда сәуле фронтының эллипстік пішінге ауысатынын көрсетеді. Осы жұмыста толқындық фронттың пішінінің деформациясын талдау әдісі қолданылды. Бұл әдіс арқылы электромагниттік сәулелер магнитардың магнитосферасынан өткенде, олардың фронтының бастапқы айналық симметриясы эллипстік конфигурацияға өзгертіндігі анықталды. Сандық

шешімдер негізінде біз геометриялық оптика әдістерін пайдаланып, гравитациялық және дипольдік-магниттік өрістердің әсерінен ЭМ сәуле фронтының деформациясын есептедік. Бұл есептеулер бастапқы және соңғы координаталарға сүйене отырып, фронттың пішіндік өзгерістерін сандық түрде бағалауға мүмкіндік берді. Фронттың деформациясын келесі өрнек арқылы анықтауға болады:

$$\Delta = \frac{r_{\max} - r_{\min}}{r_{\max}}. \quad (10)$$

мұндағы  $r_{\max}$ ,  $r_{\min}$  – сәйкесінше шыққан электромагниттік сәулелер эллипсінің үлкен және кіші жарты осьтері. Мұнда бұрылу бұрышының үлкен мәнінде  $\Delta$ -шамасы 0.07-ге тең, ал бұл гравитациялық линзалану мәніне салыстырғанда эллипсті пішінге сәйкестігін көрсетеді.

Бұрылу бұрыштарының үлестірілімі мен жарықтың таралу жылдамдығының анизотропиясы энергия тығыздығының үлестірілімін анықтауға мүмкіндік береді. Ол үшін магнитардың магнетосферасынан 30 км қашықтықтан кіретін және шығатын жарық фотондарының аудандарының аудандарының қатынастары анықталады және сол ауданға сәйкес келетін фотондар санының үлестірілімі табылады [24]. Келесі 4-суретте осы үлестірілімнің графигі тұрғызылған. Мұнда магнитарға жақын аумақтарда жарықтың энергия тығыздығы күрт артып, нысаннан алыс қашықтыққа қарай қарқынды азайтындығын көруге болады. Сонымен бірге, осы үлестірілім негізінде магнит өрісінің критикалық мәнінде ( $B = 10^{13}$  Гс) және пост-максвеллді параметрдің  $\eta = 5.1 \cdot 10^{-5}$  шамасында магнетарға жақын аумақтардан енген жарық фронтының энергия тығыздығы 1.83 есе артатындығы анықталды.

### Қорытынды

Бұл жұмыста біз магнитардың комбинацияланған гравитациялық және күшті дипольді магнит өрісі арқылы өтуші ЭМ сәуле үшін эффективті геодезиялық теңдеулер жүйесінің сандық шешімдеріне шолу жасадық. Сандық шешімдерді онтайландыру мақсатында мұнда вакуумның сызықты емес электродинамикасының қарапайым моделі ретінде Борн-Инфельд теориясы қарастырылған. Барлық алынған нәтижелер алдыңғы жұмыстардағы алынған аналитикалық шешімдермен салыстырылған.

Магнитардың дипольді магнетосферасы ЭМ сәулені оған жақын аумақтарда көбірек майыстырады. Гравитациялық өрісте, Шварцшильд метрикасы бойынша, нысанға 30 км жақын аумақта экваториалды жазықтықта сыну бұрышының шамасы 55 градусты қамтыса, комбинацияланған дипольді магнит өрісі оны 30 пайызға артық бұрышқа бұрады. Бұл дипольді магнит өрісінің құрылымы мен оның магнит моментінің сәуленің таралу бағытына перпендикуляр болуымен түсіндіріледі. Алайда, Эйлер-Гейзенберг моделі үшін магнитардан 100 км

қашықтықтан кіруші сәуленің бұрылу бұрышының СЕЭ-ның үлесі 30 пайызды қамтыған.

Магнит өрісі күшті болған сайын фронттың деформациясы арта түседі. Бастапқы жарық фронты магнетарға жақындаған сайын комбинацияланған гравитациялық және магнит өрістерінің әсерінен қарқынды түрде майысады. Осы жұмыста нысанға 30 км қашықтықтан кірген сәуле фронтының деформациясының шамасы 0.07-ге тең болды. Бұл комбинацияланған дипольді өрістің жарықтың таралуының анизотропиясымен түсіндіріледі, яғни магнетарға жақын аумақтарда жарықтың таралуының фазалық жылдамдықтары анағұрлым өзгереді. Осы жұмыстағы алынған нәтиже алдыңғы жұмыстарда қарастырылмаған.

Алдыңғы жұмыстарда қарастырылмаған соңғы нәтиже, осы жарық жылдамдығының анизотропиясының салдарынан туындайтын энергия тығыздығының өзгерісіне баға беріледі. Ықшам нысанға жақын аумақтарда энергия тығыздығы 1.86 есе артып, одан алыстаған сайын кеми түсетіндігі анықталды. Бұл ЭМ сәуленің магнитардың комбинациялық дипольді өрісі арқылы өткен соң шоғырлануымен түсіндіріледі. Яғни, сәулелердің бір жерге түйісуі энергияның қайта таралуына және жарықтың анизотропты үлестіріліміне алып келеді, бұл магнетар ортасындағы физикалық процестерге айтарлықтай әсер етуі мүмкін.

Бұл жұмыстағы зерттеу нәтижелері магнитарлардағы комбинацияланған гравитациялық және магниттік линзалану эффектілерін сандық түрде сипаттай отырып, экстремалды астрофизикалық жағдайларда жарықтың таралу ерекшеліктерін болжауға мүмкіндік береді. Алынған нәтижелер гамма сәулелерінің энергия тығыздығының үлестірілімін түсінуге және олардың бақылау деректерімен салыстыруға көмектеседі. Бұл жұмыс болашақта жоғары энергиялы астрофизика, нейтрондық жұлдыздар физикасы және кванттық электродинамика аясындағы туындайтын жаңа теориялық модельдерді дамыту үшін маңызды рөл атқарады. Сонымен қатар, алынған нәтижелер күшті магнит өрістері жағдайында электромагниттік сәулелердің таралу заңдылықтарын зерттейтін болашақ бақылауларды жоспарлауға көмектеседі.

### Алғы сөз

Бұл зерттеу Қазақстан Республикасының Ғылым және жоғары білім министрлігінің (Грант № AP23490322) қаржыландыруымен жүзеге асырылды.

## Әдебиеттер

- 1 Bone W.A., Lamont F.G. The influence of pressure upon the flame spectra of hydrogen and carbonic oxide // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character.* – 1934. – Vol. 144, no. 852. – P.250–256.
- 2 Fradkin E. S., Tseytlin A. A. Non-linear electrodynamics from quantized strings // *Physics Letters B.* – 1985. – Vol. 163. – P. 123–130.
- 3 Gibbons G. W., Rasheed D. A. Electric–magnetic duality rotations in nonlinear electrodynamics // *Nuclear Physics B.* – 1995. – Vol. 454. – P. 185–206. arXiv:hep-th/9506035.
- 4 Stedman G. E. Ring lasers and rotation sensing // *Reports on Progress in Physics.* –1997. –Vol.60.–P.615–688.
- 5 Bialynicka-Birula Z., Bialynicki-Birula I. Nonlinear effects in quantum electrodynamics. Photon propagation and photon splitting in an external field // *Physical Review D.* – 1970. – Vol. 2. – P. 2341–2345.
- 6 Heisenberg W., Euler H. Consequences of Dirac’s theory of positrons // *Zeitschrift für Physik.* – 1936. – Vol. 98. – P. 714–732.
- 7 Cadene A., Fouché M., Rivère A., Battesti R., Coriani S., Rizzo A., Rizzo C. Circular and linear magnetic birefringences in xenon at  $\lambda=1064$  nm // *The Journal of Chemical Physics.* – 2015. – Vol. 142, No. 12.
- 8 Udem T., Holzwarth R., Hänsch T. W. Optical frequency metrology // *Nature.* – 2002. – Vol.416.– P.233–237.
- 9 Della F., Valle E., Milotti E., Ejlli A., Messineo G., Piemontese L., Zavattini G., Gastaldi U., Pengo R., Ruoso G. First results from the new PVLAS apparatus: A new limit on vacuum magnetic birefringence // *Physical Review D.* – 2014. – Vol. 90, No. 9. – P. 092003.
- 10 Kaspi M., Beloborodov A. M. Magnetars // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* – 2017. – Vol. 55. – P. 261–301. arXiv:1703.00068.
- 11 Pereira J. P., Coelho J. G., de Lima R. C. Modified gravity and neutron stars: TOV equations and Casimir energy // *European Physical Journal C.* – 2018. – Vol. 78. – P. 361. arXiv:1804.10182.
- 12 Esposito P., Rea N., Israel G. L. Magnetars: A short review and some sparse considerations in Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions // *Astrophysics and Space Science Library.* – 2021. – Vol. 461. – P. 97–142. arXiv:1803.05716.
- 13 Newman E., Penrose R. An approach to gravitational radiation by a method of spin coefficients // *Journal of Mathematical Physics.* – 1962. – Vol. 3, No. 3. – P. 566–578.
- 14 Denisov V. I., et al. Pulsar radiation in post-Maxwellian vacuum nonlinear electrodynamics // *Physical Review D.* – 2016. – Vol. 94, No. 4. – P. 045021.
- 15 Yernazarov T., Abishev M., Aimuratov Y. Numerical modeling of vacuum electrodynamics in strong fields // *The Sixteenth Marcel Grossmann Meeting.* – 2023. – P. 4401–4409.
- 16 Abishev M. E., Denisov V. I., Denisova I. P., Kechkin O. V. Evaluation of electromagnetic forward radiations during the propagation of gravitational waves through the dipole field of the magnetar // *Astroparticle Physics.* – 2018. – Vol. 103. – P. 94–97.
- 17 Abishev M., Aimuratov Y., Aldabergenov Y., Beissen N., Bakytzhan Z., Takibayeva M. Some astrophysical effects of nonlinear vacuum electrodynamics in the magnetosphere of a pulsar // *Astroparticle Physics.* – 2016. – Vol. 73. – P. 8–13.
- 18 Abishev M., Beissen N., Belissarova F., Boshkayev K., Mansurova A., Muratkhan A., and Toktarbay S. Approximate perfect fluid solutions with quadrupole moment // *International Journal of Modern Physics D.* – 2021. – Vol. 30, no. 13. – Art.No 2150096.
- 19 Abishev M., Toktarbay S., Beissen N., Belissarova F., Khassanov M., Kudussov A., Abylayeva A. On gravitational lensing by compact objects in nonlinear electrodynamics // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* – 2018. – Vol. 481. – P. 36–43.
- 20 Kruglov S.I. Black hole solution in the framework of arctan-electrodynamics // *International Journal of Modern Physics D.* – 2017. – Vol. 26, No. 08. – P. 1750075.
- 21 Habibina A. S., Ramadhan H. S. Geodesic of nonlinear electrodynamics and stable photon orbits // *Physical Review D.* – 2020. – Vol. 101, No. 12. – P. 124036.
- 22 Kim J. Y. Deflection of light by a compact object with electric charge and magnetic dipole in Einstein–Born–Infeld gravity // *The European Physical Journal C.* – 2024. – Vol. 84, No. 10. – P. 1–7.
- 23 Beissen N., Yernazarov T., Khassanov M., Toktarbay S., Taukenova A., Talkhat A. Bending of light by magnetars within generalized Born–Infeld electrodynamics: Insights from the Gauss–Bonnet theorem // *Symmetry.* – 2024. – Vol. 16, no. 1. – P.132.
- 24 Beissen N., Abishev M., Toktarbay S., et al Exploring nonlinear vacuum electrodynamics beyond Maxwell’s equations // *International Journal of Mathematics and Physics.* – 2023. – Vol. 14, no.1. – P. 61–70.
- 25 Beissen N.A., Utepova D.S., Kossov V.N., Toktarbay S., Khassanov M.K., Yernazarov T., Seydalieva M. // The influence of deformation in compact objects on redshift and radar echo delay // *Recent Contributions to Physics.* – 2024. – Vol. 88, no. 1. – P.4-11.
- 26 Beissen N., Abishev M., Toktarbay S., Yernazarov T., Khassanov M., Utepova D., and Abduali A. An overview of light ray deflection calculation by magnetars in nonlinear electrodynamics // *Bulletin of the Karaganda University:*

Physics Series. – 2024. – Vol. 11429, no. 2. – P.65–71.

27 Beissen N.A., Utepova D.S., Kossov V.N., Toktarbay S., Khassanov M.K., Yernazarov T., and Imanbayeva A.K, Comparing the efficiency of GPU and CPU in gravitational lensing simulation // International Journal of Mathematics and Physics. – 2024. – Vol.15, no. 1. – P.49–56.

## References

- 1 W.A. Bone and F.G. Lamont, Proc. R. Soc. Lond. A 144, 852, 250–256 (1934).
- 2 E.S. Fradkin and A.A. Tseytlin, Phys. Lett. B 163, 123–130 (1985).
- 3 G.W. Gibbons and D.A. Rasheed, Nucl. Phys. B 454, 185–206 (1995).
- 4 G.E. Stedman, Rep. Prog. Phys. 60, 615–688 (1997).
- 5 Z. Bialynicka-Birula and I. Bialynicki-Birula, Phys. Rev. D 2, 2341–2345 (1970).
- 6 W. Heisenberg and H. Euler, Z. Phys. 98, 714–732 (1936).
- 7 A. Cadene, M. Fouché, et al, J. Chem. Phys. 142, 12 (2015).
- 8 T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Nature 416, 233–237 (2002).
- 9 F. Della Valle, E. Milotti, et al, Phys. Rev. D 90, 092003 (2014).
- 10 M. Kaspi and A. M. Beloborodov, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 55, 261–301 (2017).
- 11 J.P. Pereira, J.G. Coelho, and R. C. de Lima, Eur. Phys. J. C 78, 361 (2018).
- 12 P. Esposito, N. Rea, and G. L. Israel, Astrophys. Space Sci. Libr. 461, 97–142 (2021).
- 13 E. Newman and R. Penrose, J. Math. Phys. 3, 566–578 (1962).
- 14 V.I. Denisov et al., Phys. Rev. D 94, 045021 (2016).
- 15 T. Yernazarov, et al, in Proc. of the Sixteenth Marcel Grossmann Meeting, 4401–4409 (2023).
- 16 M.E. Abishev, V.I. Denisov, I.P. Denisova, and O.V. Kechkin, Astropart. Phys. 103, 94–97 (2018).
- 17 M. Abishev, Y. Aimuratov, Y. et al, Astropart. Phys. 73, 8–13 (2016).
- 18 M. Abishev, N. Beissen, F. et al, Int. J. Mod. Phys. D 30, 2150096 (2021).
- 19 M. Abishev, S. Toktarbay, N. Beissen, F. Belissarova, M. Khassanov, A. Kudussov, and A. Abylayeva, Mon. Not. R. Astron. Soc. 481, 36–43 (2018).
- 20 S.I. Kruglov, Int. J. Mod. Phys. D 26, 1750075 (2017).
- 21 A.S. Habibina and H. S. Ramadhan, Phys. Rev. D 101, 124036 (2020).
- 22 J. Y. Kim, Eur. Phys. J. C 84, 1–7 (2024).
- 23 N. Beissen, T. Yernazarov, et al, Symmetry 16, 132 (2024).
- 24 N. Beissen, M. Abishev, S. et al, Int. J. Math. Phys. 14, 61–70 (2023).
- 25 N. A. Beissen, D. S. Utepova, et al, Rec. Contr. Phys. 1 (88), 4–11 (2024).
- 26 N. Beissen, M. Abishev, et al, Bull. Karaganda Univ. Phys. Ser. 11429, 65–71 (2024).
- 27 N.A. Beissen, D.S. Utepova, et al, Int. J of Math. and Phys. 15 (1), 19-56 (2024).

### Article history:

Received 04 March 2025

Received in revised form 18 March 2025

Accepted 20 March 2025

### Мақала тарихы:

Түсті – 04.03.2025

Түзетілген түрде түсті – 18.03.2025

Қабылданды – 20.04.2025

### Information about authors:

1. **Nurzada Beissen** – Cand. of Phys. and Math. Sc., Prof., Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: [nurzada.beissen@kaznu.edu.kz](mailto:nurzada.beissen@kaznu.edu.kz).

2. **Saken Toktarbay** – PhD, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: [Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz](mailto:Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz).

3. **Madina Alimkulova** – PhD student, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: [m.alimkulova@mail.ru](mailto:m.alimkulova@mail.ru).

4. **Tursynbek Yernazarov** – PhD, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty Kazakhstan, email: [Tursynbek.Yernazarov@kaznu.edu.kz](mailto:Tursynbek.Yernazarov@kaznu.edu.kz).

5. **Nurkamal Shynggyskhan** (corresponding author) – PhD student, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty Kazakhstan, email: [nurkamal8503@gmail.com](mailto:nurkamal8503@gmail.com)

### Авторлар туралы мәлімет:

1. **Нұрзада Бейсен** – физ.-мат.ғыл. канд, проф., әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [nurzada.beissen@kaznu.edu.kz](mailto:nurzada.beissen@kaznu.edu.kz).

2. **Сәкен Тоқтарбай** – PhD, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz](mailto:Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz).

3. **Мадина Алимкулова** – PhD студент, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [m.alimkulova@mail.ru](mailto:m.alimkulova@mail.ru).

4. **Тұрсынбек Ерназаров** – PhD, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [Tursynbek.Yernazarov@kaznu.edu.kz](mailto:Tursynbek.Yernazarov@kaznu.edu.kz).

5. **Нұркамал Шыңғысхан** (автор-корреспондент) – PhD студент, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [nurkamal8503@gmail.com](mailto:nurkamal8503@gmail.com).



А.А. Агишева , С.А. Хохлов , А.Т. Агишев\* 

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

\*e-mail: [agishev\\_almansur2@live.kaznu.kz](mailto:agishev_almansur2@live.kaznu.kz)

### Обсуждение свойств аккреционного диска в двойной системе по результатам SPH-моделирования

При изучении тесных двойных систем (ТДС) для правильной интерпретации наблюдательных данных и определения эволюционного статуса звезды крайне важным является исследование сложной динамической структуры переноса вещества в ходе вычислительного эксперимента. В данной работе моделирование процессов аккреции катаклизмической переменной EZ Lyn (SDSS J080434.20+510349.2) на основе имеющихся наблюдательных данных проведено SPH-методом (гидродинамики сглаженных частиц). Проведено моделирование гидродинамических потоков в гравитационном поле белого и коричневого карликов, образующих указанную компактную двойную систему на этапе поздней эволюции. Рассчитаны координаты ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ), составляющие скорости ( $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ ), масса, плотность, теплоемкость, давление, температура, полная энергия и энтропия «частиц», заданных набором исходных параметров. Получены визуальные представления рассчитанных величин, проведен их анализ. Были обнаружены периодические спирали, обусловленные прецессией диска, и «рукава», являющиеся следствием резонанса орбитальных периодов (2:1) и передачи избыточного углового момента диска в стационарном состоянии. Невысокие температуры аккреционного диска обуславливают поглощение излучения, в основном, при абсорбции на водороде и в процессах ионизации. Аналогично анализу результатов визуализации плотности и температур, наблюдаемых в изучаемой системе, были рассмотрены флуктуации в значениях скоростей, теплоемкости, давления, полной энергии и энтропии и даны описания и возможные механизмы наблюдаемых процессов. Визуализация представлена в 2-D и 3-D формате. Результаты моделирования совпадают с наблюдениями, подтверждающими несинхронное вращение компонентов тесной двойной системы и возможность появления резонанса их орбитальных периодов. Применяемый SPH-метод моделирования позволяет представить физическую модель астрофизического явления, в данном случае, модель аккреционного диска и процессов перетекания вещества между компонентами ТДС для последующего количественного описания численными методами и анализа.

**Ключевые слова:** двойные звездные системы, катаклизмические переменные, аккреционные диски, методы компьютерного моделирования, гидродинамика, метод сглаженных частиц, SPH-метод.

А.А. Агишева, С.А. Хохлов, А.Т. Агишев\*

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

\*e-mail: [agishev\\_almansur2@live.kaznu.kz](mailto:agishev_almansur2@live.kaznu.kz)

### SPH-моделдеу нәтижелері бойынша қос жүйедегі аккрециялық диск қасиеттерін талдау

Жақын қос жүйелерді (ЖҚЖ) зерттегенде, бақылау деректерін дұрыс түсіндіру және жұлдыздың эволюциялық деңгейін анықтау үшін есептеу эксперименті кезінде заттардың тасымалдануының күрделі динамикалық құрылымын зерттеу аса маңызды. Бұл жұмыста қолда бар бақылау деректері негізінде EZ Lyn катаклизмдік айнымалысының (SDSS J080434.20+510349.2) аккрециялық процестерін модельдеу SPH әдісімен (тегістелген бөлшектердің гидродинамикасы) қолданылды. Кейінгі эволюция сатысында көрсетілген жақын қос жүйені құрайтын ақ және қоңыр ергежейлілердің гравитациялық өрісіндегі гидродинамикалық ағындарды модельдеу жүргізілді. Бастапқы параметрлер жиынтығымен белгіленген «бөлшектердің» координаттары ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ), жылдамдық құраушылары ( $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ ), массасы, тығыздығы, жылу сыйымдылығы, қысымы, температурасы, жалпы энергиясы және энтропиясы есептеледі. Есептелген мәндердің көріністері алынды және олардың талдауы жүргізілді. Орбиталық периодтардың резонансынан (2:1) және тұрақты күйдегі дискінің артық бұрыштық импульсінің тасымалдануы мен диск прецессиясынан туындаған периодты спиральді «жеңдер» анықталды. Аккрециялық дискінің

төмен температураларымен себептелетін сәулеленудің жұтылуы сүтегінің абсорбциясы мен иондану процестеріне тәуелді. Зерттелетін жүйеде байқалатын тығыздық пен температураны визуализациялау нәтижелерін талдауға ұқсас жылдамдықтар, жылу сыйымдылықтары, қысым, жалпы энергия және энтропия мәндерінің ауытқуы қарастырылды және байқалатын процестердің сипаттамасы мен мүмкін механизмдері қарастырылды. Визуализация 2-D және 3-D форматында ұсынылды. Модельдеу нәтижелері жақын қос жүйенің құрамдас бөліктерінің асинхронды айналуын және олардың орбиталық периодтарының резонансының мүмкіндігін растайтын бақылаулармен сәйкес келеді. Қолданылатын SPH модельдеу әдісі астрофизикалық құбылыстың физикалық моделін ұсынуға мүмкіндік берді. Бұл жағдайда аккрециялық дискінің моделі және кейінгі сипаттау және талдау үшін ыңғайлы жақын қос жүйенің құрамдас бөліктері арасындағы зат ағыны.

**Түйін сөздер:** қос жұлдызды жүйелер, катаклизмдік айнымалылар, аккрециялық дискілер, компьютерлік модельдеу әдістері, гидродинамика, тегістелген бөлшектер әдісі, SPH әдісі.

A.A. Agisheva, S.A. Khokhlov, A.T. Agishev\*  
Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan.  
\*e-mail: [agishev\\_almansur2@live.kaznu.kz](mailto:agishev_almansur2@live.kaznu.kz)

### Discussion of the properties of the accretion disk in a binary system based on the results of SPH-modeling

When studying close binary systems (CBS), it is extremely important to study the complex dynamic structure of matter transfer during a computational experiment for the correct interpretation of observational data and determination of the evolutionary status of the star. In this paper, the accretion processes of the cataclysmic variable EZ Lyn (SDSS J080434.20+510349.2) are simulated using the SPH (smoothed particle hydrodynamics) method based on the available observational data. Hydrodynamic flows in the gravitational field of the white and brown dwarfs that form the specified compact binary system at the stage of late evolution are simulated. The coordinates ( $x, y, z$ ), velocity components ( $v_x, v_y, v_z$ ), mass, density, heat capacity, pressure, temperature, total energy and entropy of the "particles" specified by the set of initial parameters are calculated. Visual representations of the calculated values are obtained and analyzed. Periodic spirals due to disk precession and "arms" resulting from the resonance of orbital periods (2:1) and the transfer of excess angular momentum of the disk in the steady state were detected. Low temperatures of the accretion disk cause absorption of radiation, mainly during absorption on hydrogen and in ionization processes. Similar with analysis of the results of visualization of the density and temperatures observed in the studied system, fluctuations in the values of velocities, heat capacity, pressure, total energy and entropy were considered, and descriptions and possible mechanisms of the observed processes were given. Visualization is presented in 2-D and 3-D format. The results of the modeling coincide with observations confirming the asynchronous rotation of the components of a close binary system and the possibility of a resonance of their orbital periods. The applied SPH-method of modeling allows to present a physical model of an astrophysical phenomenon. In this case, a model of an accretion disk and processes of matter flow between components of a close binary system for subsequent description and analysis.

**Key words:** binary star systems, cataclysmic variables, accretion disks. computer simulation methods. hydrodynamics, smoothed particle method, SPH method.

### Введение

Универсальность метода гидродинамики сглаженных частиц (Smoothed particle hydrodynamics, SPH) обуславливает широкий ряд его астрофизических применений, таких, как моделирование спектров поглощения далеких объектов, способных объяснить космологию темной материи; применение химических моделей внутригалактической среды; обоснование инфляционной

теории формирования галактик; моделирование морфологии реальных спиральных галактик; разработка вопроса слияния галактик и роста сверхмассивных черных дыр; изучение фрагментации молекулярных облаков, протопланетарных дисков и образования звезд и гигантских планет; создание общей теории относительности и уравнений состояния ядерной материи [1].

Современный вычислительный бессеточный



лагранжевый метод, каковым является SPH-подход, позволяет моделировать явления в двойных звездах [2], звездные столкновения, сверхновые, коллапс, слияние черных дыр с нейтронными звездами, однократные и множественные вспышки белых карликов, образование галактик и даже эволюцию Вселенной [3]. При этом коллективное движение частиц в потоке вещества в трехмерном открытом пространстве астрофизических систем аналогично движению потока жидкости или газа, которое определяется такими параметрами, как давление, плотность, вязкость, температура. Вязкость различают динамическую, как меру сопротивления течению (то есть деформации) жидкости, и кинематическую, как отношение динамической вязкости к плотности жидкости. В методе SPH используется кинематическая вязкость, давление рассчитывается по плотности с применением уравнения состояния, определяется градиент давления, плотности, затем ускорение частиц. Повышение точности расчетов возможно при снижении длины сглаживания и увеличении числа частиц [4].

Результатом моделирования ТДС является массив данных с рядом характеристик для каждой условной частицы, позволяющий учитывать неоднородности в параметрах структур диска и их нестабильность во времени. Визуализация полученных данных в 2-D и 3-D формате является эффективным инструментом описания природы исследуемых процессов, дает возможность нахождения их физического смысла и механизма реализации. Синтетические диаграммы на основе полученных величин положения, скорости, массы, плотности, давления, температуры, энергии, энтропии могут быть построены как для системы в некоторый момент времени, так и в динамике для характеристики процессов в некоторой точке, также и во времени, в зависимости от фазы орбитального периода. Флуктуации параметров приводят к образованию спиральных волн и рукавов, процессы переноса углового момента ведут к развитию неустойчивости и формированию аккреционного диска, оптическая толщина диска определяет механизм переноса излучения, вязкостные процессы отвечают за перераспределение энергии и повышение температуры среды, тогда как выделение лучистой энергии снижает ее температуру. Быстрая динамика указанных процессов в ТДС с короткими периодами [5] делает их отличными кандидатами для изучения эволюции астрофизических объектов, уточнения имеющихся теоретических представлений и создания новых.

Целью данной работы явился анализ результатов моделирования ТДС с малым периодом EZ

Lyn (SDSS J080434.20+510349.2) и сравнение полученных данных с литературными, а также наблюдательными данными. Результаты применения SPH-алгоритма позволяют рассчитать структуру диска, определить закономерности переноса вещества, излучения, а также изменения температуры, которые в дальнейшем, при подборе подходящего численного метода, смогут прояснить физический смысл наблюдаемых вспышек, переменности и других особенностей кривых блеска EZ Lyn.

## Материалы и основные методы

SPH - метод был выбран для моделирования процессов аккреции катаклизмической переменной EZ Lyn (SDSS J080434.20+510349.2) – маломассивной ( $M_1 + M_2 < 30 M_\odot$ ) компактной двойной системы на этапе поздней эволюции. EZ Lyn, имея орбитальный период в интервале 80-85 минут, относится к короткопериодическим переменным типа WZ Sge в состоянии покоя. Были использованы следующие исходные параметры модели: длина сглаживания  $0,01 R_\odot$ , скорость переноса частиц  $1000 \text{ период}^{-1}$ , шаг симуляции 50,796 с, начальная температура частицы 1900K, масса аккреционного диска  $10^{-6} M_\odot$ , а также фундаментальные характеристики тесной двойной звезды, полученные из наблюдательных данных [6]: масса белого карлика  $M_1 = 0,85 M_\odot$ , масса коричневого карлика  $M_2 = 0,048 M_\odot$ , орбитальный период  $P = 5079,6 \text{ с}$ , скорость массопереноса (температура аккреции)  $8,56 \cdot 10^{-16} M_\odot / \text{с}$ .

В данной работе использованы общепринятые в современной астрофизике обозначения. В тех случаях, когда применяются уравнения и графики, взятые в оригинальной литературе, используется авторская редакция с пояснениями и заменой. Также следует помнить равноценность некоторых синонимов, встречающихся при описании системы, как то звезда 1 = звезда-аккретор = первичная звезда = (здесь) белый карлик; звезда 2 = звезда-донор = вторичная звезда = (здесь) коричневый карлик.

## Обсуждение и результаты

Результаты моделирования представлены на рисунках 1, 2 в виде синтетических диаграмм распределения плотности вещества диска и энтропии. Была обнаружена прецессия диска с периодическими спиралями, вызванная резонансом орбитальных периодов (2:1) и передачей избыточного углового момента диска в стационарном состоянии. На рисунке 1a хорошо видна спиральная волна прецессионного типа в центральной части

диска. Благодаря гидродинамическому решению четко видны обороты спирали. Также прослеживаются рукава приливной спиральной волны справа и слева, наличие которых может быть определено по появлению двухпиковых спектров (по числу спиральных волн) за каждый орбитальный период на кривых блеска ТДС, тем самым приливное взаимодействие между компонентами системы связывает двойственность звезд со свойствами околозвездных дисков [7].

Части диска, соответствующие наибольшим значениям плотности на рисунке распределения плотностей в относительных единицах (красные точки), имеют наименьшую энтропию, что видно из рисунка 1б. График радиального распределения энтропии показывает большую упорядоченность системы в средней части диска (показано черным цветом, соответствующим меньшему значению энтропии). В дальнейшем процессы передачи избыточного углового момента диска приводят к перераспределению потоков с возможным увеличением турбулентности и повышению энтропии (показано сиреневым цветом). Из-за перераспределения углового момента в ходе диссипативных процессов происходит радиальное движение вещества. Угловой момент переносится наружу и, таким образом, поток массы внутрь. Среди многих предложенных механизмов переноса углового момента вязкое напряжение считается одним из наиболее вероятных процессов. Часть вещества отводится наружу, унося и передавая избыток углового момента в соответствии с [8]:

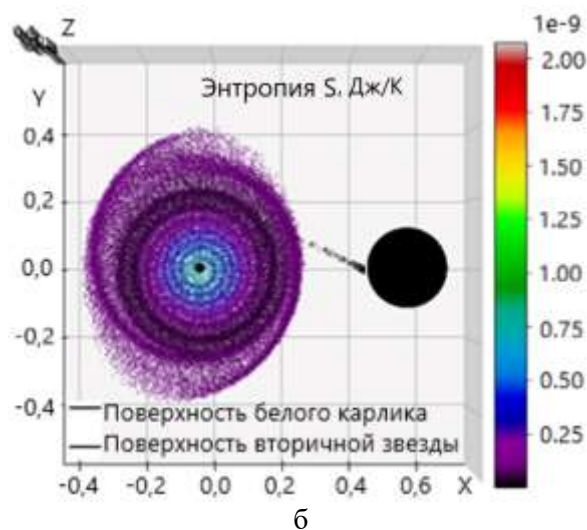
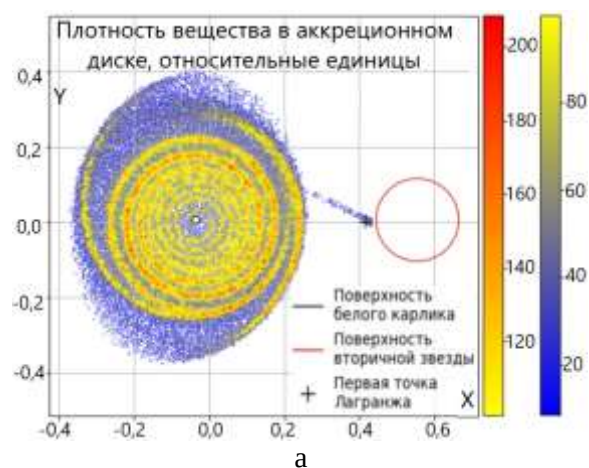
$$J = mrv \text{ и } J = \sqrt{GMm}\sqrt{r}.$$

Другая часть при продолжающемся увеличении энтропии (показано синим и голубым цветом) движется к гравитирующему центру с последующей аккрецией. Таким образом, вязкостные диссипативные процессы превращают исходную равновесную газовую конфигурацию вещества, входящего в среднюю часть диска, в аккреционный диск.

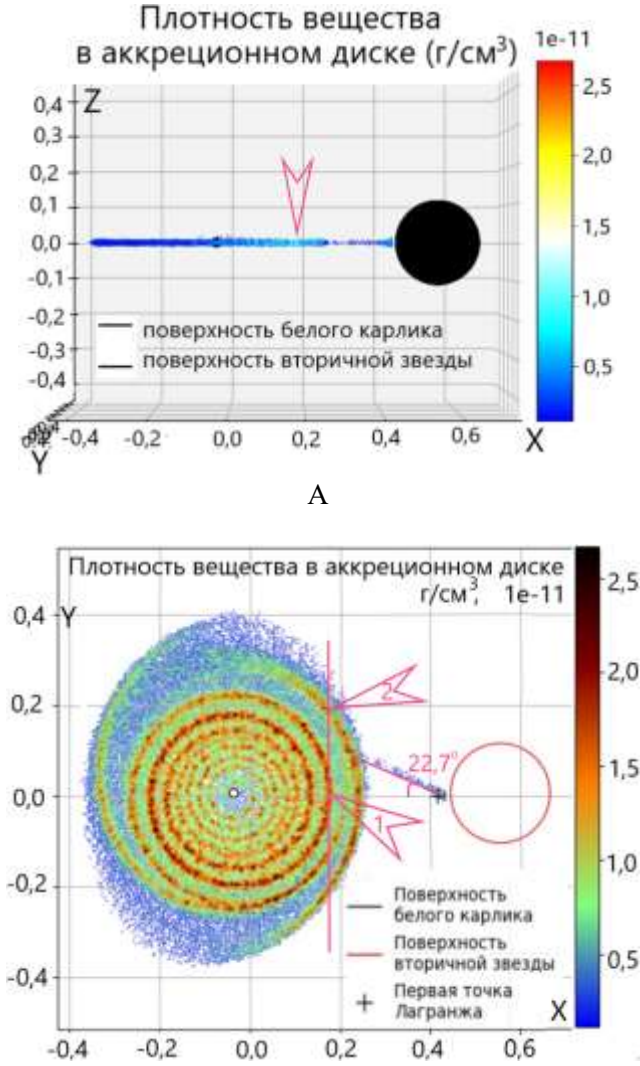
Для точек, находящихся в координатной плоскости XOZ на расстоянии 0,17-0,18 радиусов Солнца от центра масс со стороны коричневого карлика, были рассчитаны более высокие значения плотности (рисунок 2а, показано цветной стрелкой), что на графиках в плоскости XOY соответствует точкам цветной линии (рисунок 2б), указывающей на положение спиральной волны, сформировавшейся в результате наложения прецессионных и приливных процессов (цветная стрелка 1), но в большей мере демонстрирующей

возможное положение горячей линии либо горячего пятна, образующихся в результате формирования ударной волны либо ударного взаимодействия струи вещества с аккреционным диском (цветная стрелка 2).

Результаты моделирования совпадают с наблюдательными данными (Amantayeva, 2021: 16) указывающими на несинхронное вращение компонентов тесной двойной системы и наличие резонанса орбитальных периодов белого и коричневого карликов. Звезды меняют свою взаимную локацию, следствием чего является появление на диске приливного горба, который движется с той же угловой скоростью, что и более массивная звезда, но с запаздыванием по фазе из-за наличия неконсервативных процессов.



**Рисунок 1** – Распределение плотности вещества (а) и энтропии (б) в аккреционном диске



**Рисунок 2** – Распределение плотности в аккреционном диске в плоскостях XOZ(а) и XOY (б)

Из точки Лагранжа  $L_1$  частицы вылетают с малой скоростью

$$v = 0,03\sqrt{G(M_1 + M_2)/A} = 0,03\sqrt{G(M_1 + M_2)/A} = 0,03\sqrt{\frac{6,6743 \times 10^{-11} \times (0,85 + 0,048)}{1,98892 \times 10^{30}/4,1084 \times 10^8}} = 0,03\sqrt{2,901527 \times 10^{11}} = 1,61597 \times 10^4 \text{ м/с} = 16,1597 \text{ км/с}$$

При удалении частиц от точки Лагранжа  $L_1$  сила притяжения белого карлика способствует увеличению их скорости, которая возрастает до сверхзвуковых значений.

Струя вещества, на которую действует сила Кориолиса, образует угол с линией, соединяющей центры звезд. В соответствии с работой [9] выражение для угла отклонения струи представлено следующим образом

$$\cos(2v_s) = \left(-\frac{4}{3}\right)A^{-1} + \sqrt{1 - \frac{8}{9}A^{-1}},$$

где

$$A = \frac{\mu}{|X_{L1}-1+\mu|^3} + \frac{1-\mu}{|X_{L1}+\mu|^3},$$

$$\mu = \frac{M_D}{M_D+M_C},$$

где  $M_D$  – это масса белого карлика  $M_1$  (detached component - обособленного компонента),  $M_C$  – масса коричневого карлика  $M_2$  (contact component – контактного компонента).

$$\mu = \frac{M_D}{M_D+M_C} = \frac{M_1}{M_1+M_2} = \frac{0,85M_\odot}{0,85M_\odot+0,048M_\odot} = 0,9465.$$

При этом  $X_{L1}$  – координата точки Лагранжа  $L_1$  ( $X_{L1}, 0, 0$ ) в системе координат с началом в центре масс системы. Абсцисса точки  $L_1$  определяется по уравнению

$$X_{L1} + \frac{\mu}{|X_{L1}-1+\mu|^2} - \frac{1-\mu}{|X_{L1}+\mu|^2} = 0.$$

$$X_{L1} + \frac{0,9465}{|X_{L1}-1+0,9465|^2} - \frac{1-0,9465}{|X_{L1}+0,9465|^2} = 0.$$

Решение данного уравнения для случая EZ Lyn (SDSS J080434.20+510349.2) дает  $X_{L1} = -0,7068$ .

$$A = \frac{\mu}{|X_{L1}-1+\mu|^3} + \frac{1-\mu}{|X_{L1}+\mu|^3} = \frac{0,9465}{|-0,7068-1+0,9465|^3} + \frac{1-0,9465}{|(-0,7068+0,9465)^3|} = 6,0289$$

$$\cos(2v_s) = \left(-\frac{4}{3}\right)A^{-1} + \sqrt{1 - \frac{8}{9}A^{-1}} = \left(-\frac{4}{3}\right)6,0289^{-1} + \sqrt{1 - \frac{8}{9}6,0289^{-1}} = 0,7022.$$

$$2v_s = \arccos 0,7022 = \pm 45,396^\circ$$

$$v_s = \pm 45,396^\circ / 2 = \pm 22,7^\circ.$$

Угол отклонения струи зависит только от соотношения масс компонентов тесной двойной системы (ТДС)  $v_s = f(q)$ , где  $q = \frac{M_2}{M_1}$ . Графическое представление этой зависимости показано в работе [10], здесь – на рисунке 3. Можно видеть,

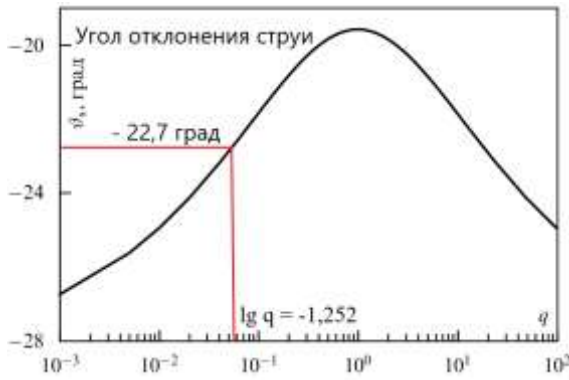
что угол поворота струи лежит в диапазоне от  $-28,4^\circ$  до  $-19,5^\circ$ .

Для рассматриваемой системы

$$q = \frac{M_2}{M_1} = \frac{0,048}{0,85} = 0,056;$$

$$\lg q = \lg 0,056 = -1,252.$$

Графическое решение задачи нахождения угла отклонения струи (рисунок 3) дает значение  $\nu_s = 22,7^\circ$ , что полностью совпадает с решенным аналитически согласно [9].



**Рисунок 3** – Зависимость угла отклонения струи от соотношения масс компонентов ТДС

Полученный двумя методами угол отклонения струи  $\nu_s = 22,7^\circ$  нанесен на графический результат моделирования SPH-методом (рисунок 2б), на котором изображения точек дают тангенс наклона траектории, соответствующий большему углу ( $\approx 27^\circ$ ), что может быть результатом взаимодействия струи с неаккрецированным газом, за время которого струя успевает повернуться на чуть больший угол.

В случае круговой орбиты и синхронно вращающейся вторичной звезды обобщение Ньютоном третьего закона Кеплера дает взаимосвязь параметров орбиты (орбитального периода в часах и расстояния между звездами в см) с относительными массами звезд [9]:

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G[M(1)+M(2)]};$$

$$a = 3,53 \times 10^{10} M_1^{\frac{1}{3}} (1+q)^{\frac{1}{3}} P_{orb}^{\frac{2}{3}} (\text{час}) \text{ см},$$

где  $M_1(1) = M(1)/M_\odot$ . Тогда в случае EZ Lyn (SDSS J080434.20+510349.2) расстояние между звездами-компаньонами:

$$a = 3,53 \times 10^{10} \times 0,85^{1/3} (1 + 0,056)^{1/3} (1,411)^{2/3} = 4,284 \times 10^{10} \text{ см}$$

Расстояние между звездами ТДС по результатам моделирования кривых блеска [6] рассчитано, как

$$a = 0,59 R_\odot = 0,59 \times 6,9598 \times 10^{10} \text{ см} = 4,106 \times 10^{10} \text{ см}.$$

Коричневый карлик совершает 2лa оборот за период  $P=5079,6$  с, тем самым имея относительную скорость

$$v_{отн} = \frac{2\pi a}{P} = \frac{2 \times 3,14 \times 4,106 \times 10^{10} \text{ км}}{5079,6 \text{ с}} = 507,63 \text{ км/с}.$$

Если радиус белого карлика  $R_{WD} = 0,0094 R_\odot$ , то диаметр

$$D_{WD} = 0,0188 R_\odot = 0,0188 \times 6,9598 \times 10^5 \text{ км} = 13084,42 \text{ км}.$$

Тогда время входа или выхода белого карлика из фазы затмения

$$t_{вх/вых} = \frac{D_{WD}}{v_{отн}} = \frac{13084,42 \text{ км}}{507,63 \text{ км/с}} = 25,775 \text{ с}.$$

На рисунке 4а представлен разброс температур в аккреционном диске по результатам моделирования. Можно видеть, что частицы покидают точку Лагранжа  $L_1$  с меньшими температурами ( $\approx 2000$  К, показано синим цветом), которые по мере движения возрастают ( $\approx 5000$  К, голубые точки струи). Входящие в диск частицы струи ( $\approx 9000$  К, зеленым цветом) имеют еще более высокую температуру, благодаря чему можно наблюдать их характерные траектории, представленные в работе [12], здесь – на рисунке 4б. Разогрев диска связан с кинетическим ударом частицами звездного ветра, движущимися со сверхзвуковыми скоростями, и формированием ударной волны. Средняя часть диска разогрета до порядка 10000 К.

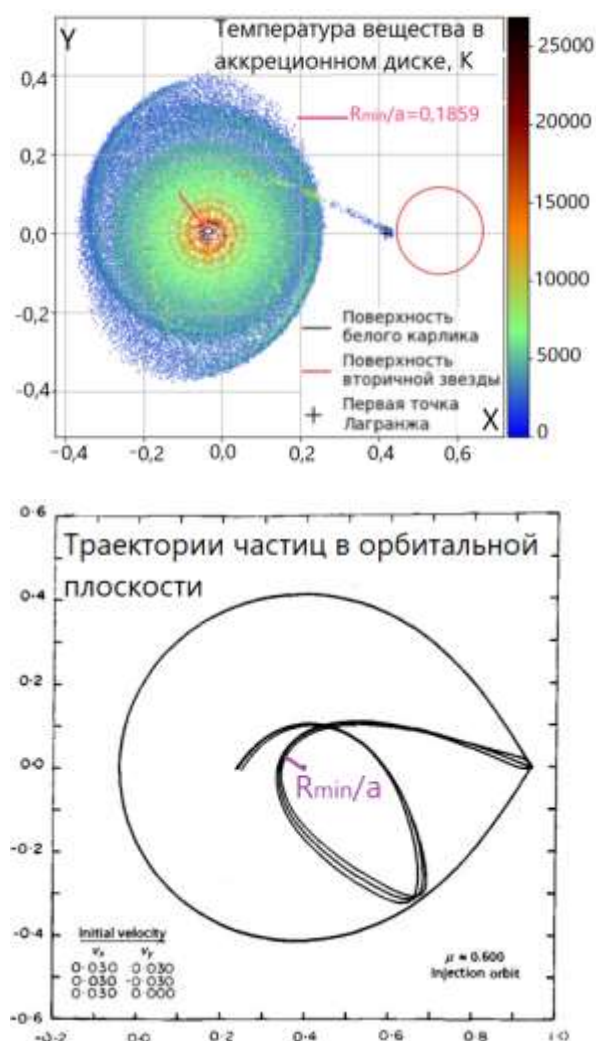
Наименьшее достижимое расстояние  $R_{min}$  между траекториями частиц и центром аккретора при отношениях масс  $0,05 < q < 1$  определяется следующим образом

$$\frac{R_{min}}{a} = 0,0488 q^{-0,464}$$

$$\frac{R_{min}}{a} = 0,0488 q^{-0,464} = 0,0488 \times 0,056^{-0,464} = 0,1859$$



Найденное значение  $\frac{R_{min}}{a} = 0,1859$  с возможной точностью указано на рисунке 4а (розовый отрезок) и совпадает с соответствующими точками траектории частиц, выброшенных из точки Лагранжа  $L_1$ . Дальнейшее радиальное движение частиц определяет температуру аккреционного диска. Движущиеся наружу частицы постепенно снижают свою температуру, и, наоборот, в дальнейшем аккрецируемые белым карликом частицы при движении к нему увеличивают свою температуру.



**Рисунок 4** – Распределение температуры в аккреционном диске (а) и траектории частиц (б)

В нашем случае радиус белого карлика равен  $R_{WD} = 0,0094R_{\odot}$ ,  $a = 0,59R_{\odot}$ . Тогда  $R_{min}$  в радиусах Солнца будет равно

$$R_{min} = 0,1859a = 0,1859 \times 0,59R_{\odot} = 0,1097R_{\odot}$$

Можно видеть, что  $R_{min} > R_{WD}$ . Это означает, что струя вещества, испущенного из точки Лагранжа

$L_1$ , огибая аккректор, движется по криволинейной траектории до той части диска, где потеря кинетической энергии компенсируется нарастанием потенциальной энергии притяжения к белому карлику, в результате чего частицы «возвращаются» в аккреционный диск так, что их траектории пересекают саму себя в определенной точке (рисунки 2а, 2б).

Также из рисунка 2а можно наблюдать, что температуры частиц, образующих две приливные волны, неодинаковы. Более высокие температуры характерны для частиц приливной волны со стороны звезды-донора. Наблюдательные данные дают значения равновесной температуры стационарных аккреционных дисков в ТДС порядка  $10^4$  К, что согласуется с результатами моделирования.

Результаты гидродинамического моделирования по методу SPH совпадают с газодинамическими методами (Fridman, 2008: 26), согласно которым горячие диски с температурой порядка  $10^5 - 10^6$  К в полуразделенных двойных системах имеют эллиптическую форму с одним рукавом приливной спиральной волны, тогда как более плотные холодные диски ( $10^4$  К) практически имеют круговую форму с двумя рукавами. В случае системы EZ Lup температура соответствует случаю холодного диска круглой формы с двумя рукавами приливной волны, а разница в их температуре, соответственно, и в лучеиспускании должна отразиться на разнице в максимумах супергорбов, ожидаемых примерно на половине орбитального периода.

Авторы [13] предлагают непрозрачность среды определять через зависимость константы поглощения от основных параметров плотности и температуры при различных механизмах поглощения излучения (таблица 1):

$$k = k_i \rho^a T^b.$$

**Таблица 1** – Значения постоянных для определения коэффициента поглощения

| Механизм процесса поглощения излучения                    | $k_i$                | a   | b    |
|-----------------------------------------------------------|----------------------|-----|------|
| Поглощение на молекулах водорода                          | $10^{-8}$            | 2/3 | 3    |
| Поглощение на атомах водорода                             | $10^{-36}$           | 1/3 | 10   |
| Связно-свободные и свободно-свободные переходы электронов | $1,5 \times 10^{20}$ | 1   | -5/2 |
| Поглощение при рассеянии электронов                       | 0,348                | 0   | 0    |

Значения плотностей и температур частиц, полученные при моделировании, подставлялись в выражения для каждого из предложенных механизмов для получения графической зависимости константы поглощения от температуры (рисунок 5а). Таким образом определялся температурный интервал наиболее вероятного механизма поглощения излучения (рисунок 5б). Частицы в средней части аккреционного диска имеют температуры порядка 7500 К (рисунок 4а). Невысокие температуры аккреционного диска обуславливают поглощение излучения, в основном, при абсорбции на молекулах (рисунок 5, красным) и атомах водорода (рисунок 5, зеленым).

Коэффициент поглощения зависит от многих параметров, но наиболее значительное воздействие на механизм поглощения оказывает температура. На рисунке 5 красным участком до точки пересечения с зеленой прямой показана область поглощения излучения на молекулах водорода, что соответствует температуре до 3000 К ( $\lg T \approx 3,5$ ). Начиная с пересечения этих прямых и, соответственно, с температуры порядка 3000 К (температура атомизации водорода) наблюдается поглощение атомами водорода (зеленый участок).

При температурах порядка 7900 К ( $\lg T \approx 3,9$ ), при которых весь водород находится в атомарном и, частично, ионизированном состоянии, зеленый участок зависимости на рисунке 5 имеет, причем практически в одном температурном диапазоне, пересечение с участком, ответственным за поглощение при ионизации водорода и поглощение на свободных электронах (показано синим), и с участком, свидетельствующем о томсоновском рассеянии электромагнитного излучения на заряженных частицах (показано черным). При температуре порядка 10000 К ( $\lg T \approx 4$ ) весь водород находится в ионизированном состоянии. Таким образом, можно сделать вывод о смене механизма поглощения излучения. При этом заряженные частицы, в основном, представлены свободными электронами.

Таким образом, аккрецируемый газовый поток, в основном, состоит из атомов водорода, который частично ионизируется. Полной ионизации подвергается часть потока, которая переходит в зону необратимого сближения с первичной звездой, в дальнейшем ею поглощаемая.

Представление о звезде, как политропном шаре, дает возможность использовать политропное уравнение для описания характеристик аккреционного диска.

$$P = K\rho^\gamma = K\rho^{1+\frac{1}{n}}$$

– уравнение состояния газа при условии, что теплоёмкость газа постоянная, а внутренняя энергия – линейная по температуре функция [14].

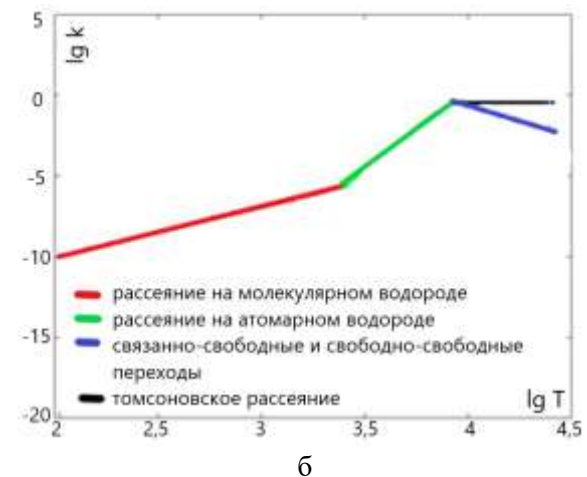
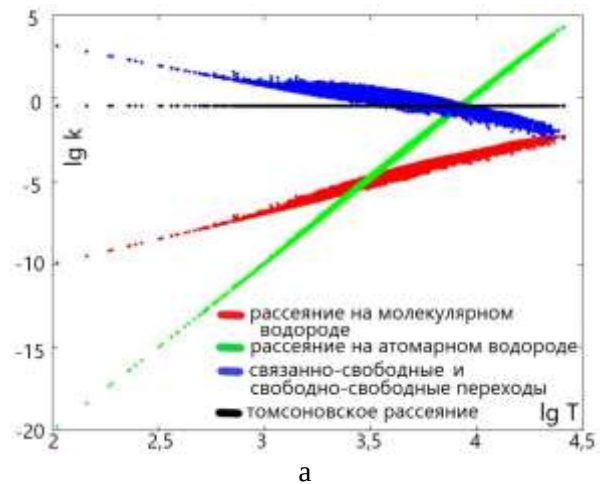


Рисунок 5 – Температурная зависимость коэффициента поглощения

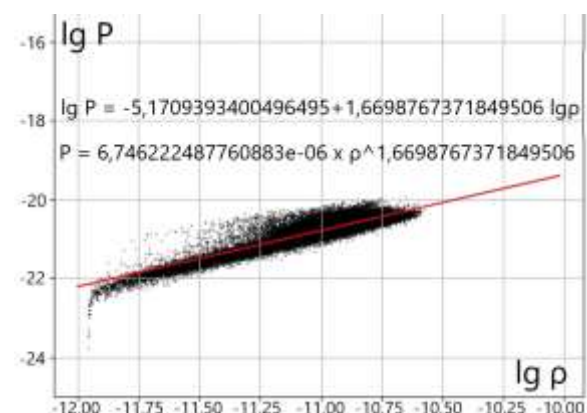
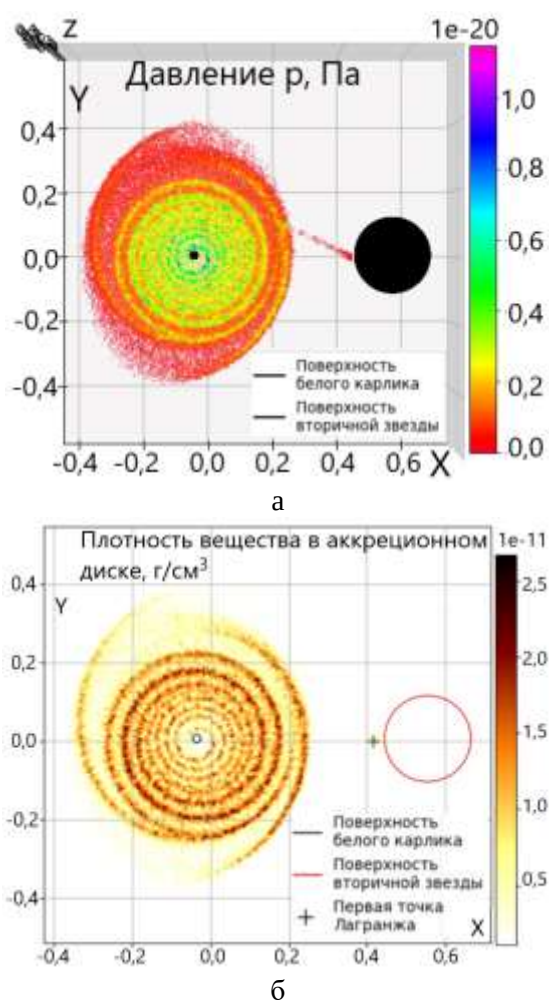


Рисунок 6 – Политропная зависимость между давлением и плотностью SPH-частиц

Полученные результаты по составу аккреционного диска подтверждают правомерность принятия для метода SPH значения показателя политропы  $\gamma=1,67$  и индекса политропы  $n = 1,5$ , характерное для одноатомных газов (рисунок 6). При этом надо понимать, что указанное термодинамическое выражение не является уравнением состояния, определяющим давление, как функцию плотности. В зависимости от расположения частиц метода SPH на шкале радиусов меняется их плотность, давление также будет зависеть от радиуса, то есть локации частиц, что и демонстрирует данная зависимость.



**Рисунок 7** – Распределение давления (а) и плотности вещества (б) в аккреционном диске

Согласно политропному уравнению распределение зон повышенного давления совпадает с распределением областей с повышенной плотностью аккреционного диска, при этом, если рассмотреть спираль прецессионной волны в центральной части диска на синтетических диаграммах распределения давления (рисунок 7а) и плот-

ности (рисунок 7б), то можно увидеть, что она состоит из двух спиралей - одна из них со средней части диска против часовой стрелки увлекает вещество к белому карлику, который в дальнейшем это вещество аккрецирует. Вторая спираль также со средней части диска против часовой стрелки увлекает вещество к наружной части диска, в область межзвездного газа с дальнейшей декрецией. Этот графический результат моделирования демонстрирует процессы переноса избытка углового момента через сближение вещества внутренних частей диска с первичной звездой, а, значит, уменьшение их углового момента. Частицы же, увеличивающие при своем движении к наружной части диска угловой момент, в дальнейшем покидают систему, передавая избыток углового момента газу межкомпонентной оболочки. При этом частицы движутся по спиральным траекториям согласно принятым в гидродинамике положениям.

Процессы постоянной потери частицами аккреционного диска углового момента подтверждаются анализом распределения внутренней энергии системы. Согласно уравнению Бернулли

$$\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \times \frac{p}{\rho} - \frac{GM}{r} = \text{const}$$

полная удельная энергия, состоящая из кинетической удельной энергии, давления и удельной энергии положения в поле двух звезд, в каждой отдельно взятой точке является постоянной величиной, что можно видеть из рисунка 8а. Возрастание полной энергии характерно для частиц, расположенных на расстоянии примерно 0,15а от центра звезды-аккретора, которые, приближаясь к гравитирующему центру, все более увеличивают кинетическую составляющую энергии, а затем перетекают на звезду 1, что подтверждается и распределением скоростей частиц в аккреционном диске (рисунок 8б), аналогичным распределению полной энергии.

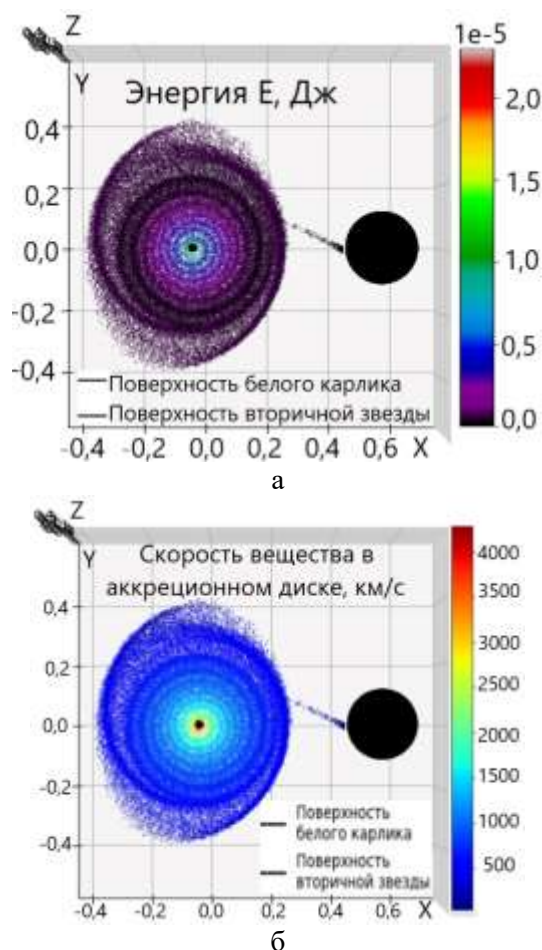
Изменение скорости частиц при изменении расстояния до белого карлика показано на рисунке 9. Там же показаны соответствующие кеплеровские скорости, найденные [8], как

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

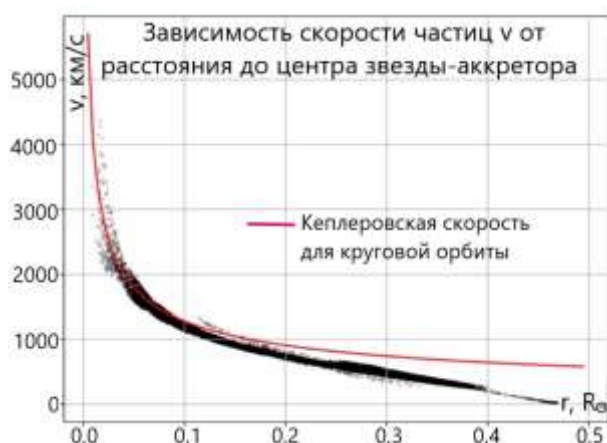
Можно видеть, что скорость движения вещества в аккреционном диске с удалением от звезды-аккретора все более снижается по сравнению с вычисленной (красная линия на рисунке 9), отклоняясь от случая кеплеровского вращения,



когда соблюдается равновесие между гравитационным притяжением белого карлика и центробежной силой вращающегося диска.



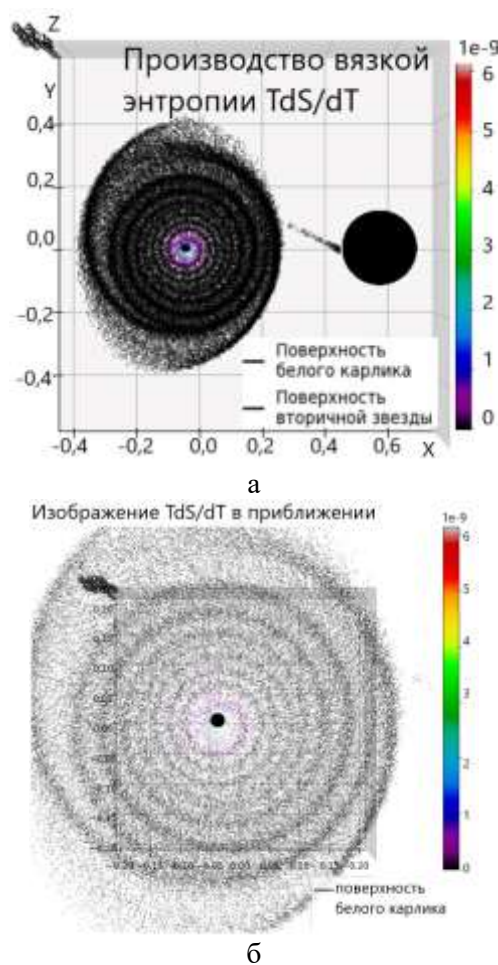
**Рисунок 8** - Распределение полной энергии (а) и скорости вещества (б) в аккреционном диске



**Рисунок 9** - Скорости частиц в аккреционном диске

Высокое давление газа аккреционного диска приводит к производству вязкой энтропии (рису-

нок 10), когда вращение частиц газа сопровождается трением, что нарушает кеплеровское вращение, переводит часть гравитационной энергии частиц в тепло также и из-за явлений турбулентности. То есть, наблюдаются два параллельных явления – вынос углового момента вращения наружу, сопровождающийся упорядочением радиального потока и уплотнением диска, а также явления турбулентности и соответствующее перераспределение гравитационной энергии. Эти процессы приводят к разогреву аккреционного диска и его тепловому излучению. Помимо трения в качестве механизма уноса углового момента и энергии из двойной системы обсуждается излучение системой гравитационных волн [15].



**Рисунок 10** - Перераспределение энергии частиц при вязком трении

Как видно из рисунка 11, проекции скорости  $v_x$  и  $v_y$  имеют максимальные значения, похожие на логарифмическую зависимость, с постепенным увеличением при уменьшении расстояния до звезды-аккретора примерно до  $0,1R_{\odot}$  и дальнейшим резким ростом проекции скорости при приближении к белому карлику, что демонстрирует

увеличение сил гравитации при уменьшении расстояния до него. При этом графическая зависимость от расстояния составляющей  $v_z$  имеет веретенообразную форму, с сопоставимыми значениями максимальных скоростей в интервале  $0,2-0,3R_\odot$  и снижением значений при уменьшении и увеличении расстояния вне указанного интервала.

Составляющая скорости  $v_z$  значительно меньше составляющих  $v_x$  и  $v_y$ , что говорит о преимущественном движении частиц в плоскости диска, причем на расстоянии меньше  $0,1R_\odot$  и больше  $0,4R_\odot$  от первичной звезды составляющая  $v_z$  практически сходит на нет. При этом на расстоянии меньше  $0,1R_\odot$  составляющие  $v_x$  и  $v_y$  резко увеличивают максимальные значения от  $1000\text{ км/с}$  до  $4000\text{ км/с}$  при приближении к белому карлику. Это может характеризовать частицы на этих расстояниях, как падающие на аккректор. Следует сказать, что все рассматриваемые в данной работе свойства для частиц, находящихся ближе  $0,1R_\odot$  от первичной звезды, резко отличаются от свойств частиц, находящихся дальше  $0,1R_\odot$ . Составляющие скоростей для частиц, находящихся на расстояниях больше  $0,4R_\odot$  от аккректора, значительно снижают свои значения, что может говорить о принадлежности их к декрецируемой части вещества.

Графическая зависимость от расстояния до звезды-аккректора составляющих скорости  $v_x$  и  $v_y$  имеет несколько «полосатый» вид, что может свидетельствовать о дискретности некоторых значений скоростей или о меньшем количестве частиц на некоторых расстояниях, которые чередуются с областями большего количества частиц или частиц с большим значением некоторых проекций скорости  $v_x$  и  $v_y$ . При большой схожести графики  $v_x = f(r)$  и  $v_y = f(r)$  на большом удалении от центра звезды-аккректора начинают вести себя по-разному. Интересным является характер зависимости  $v_x$  при  $r > 0,325R_\odot$ , когда отсутствуют частицы с нулевыми и малыми скоростями, порядка  $100-200\text{ км/с}$ . На эту область расстояний приходятся точки, относящиеся к возможному положению горячей линии ударного взаимодействия струи вещества, перетекающего в аккреционный диск. Для этих точек составляющая скорости по оси ОХ, получается, не может принимать значений, близких к нулю. Симметричность графических зависимостей проекций скорости относительно линий нулевых скоростей  $v_x = 0, v_y = 0, v_z = 0$  говорит о том, что частицы вращаются практически по круговой орбите.

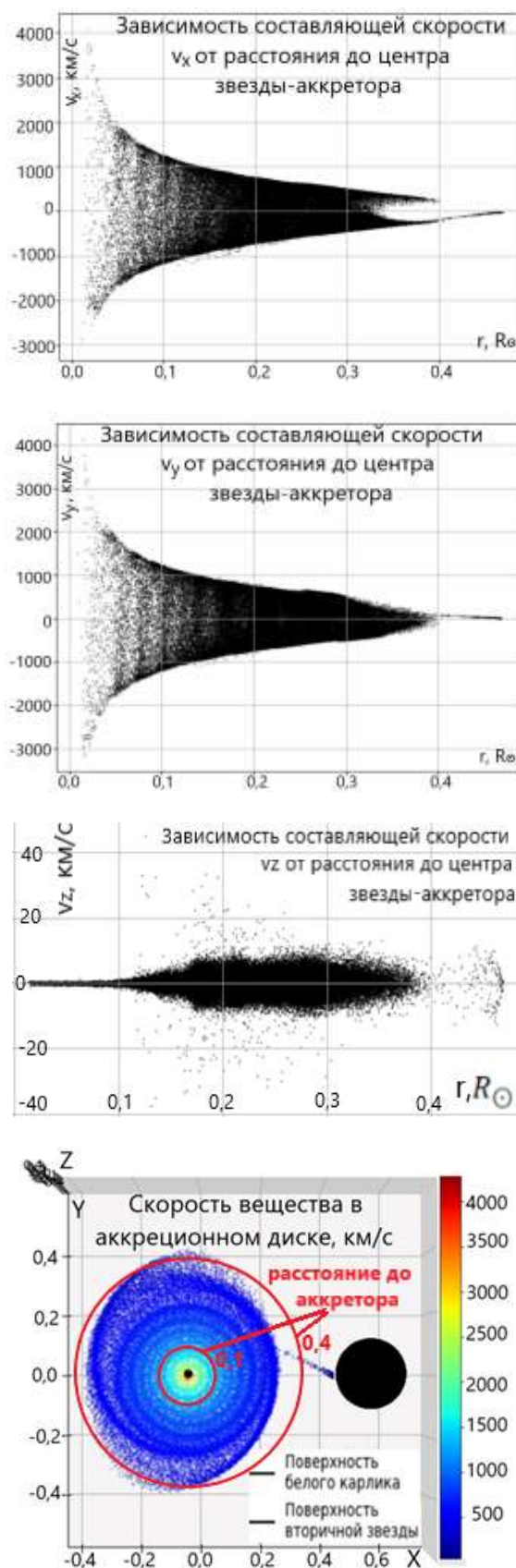


Рисунок 11 – Разложение скорости на составляющие  $v_x, v_y, v_z$

Обсуждение полученных в результате моделирования данных демонстрирует их физический смысл и сходимость с наблюдательными данными, что является свидетельством успешного применения SPH модели для изучения катаклизмических переменных на этапе поздней эволюции. Подробная геометрия и структура аккреционного диска могут быть использованы для объяснения особенностей фотометрических и спектральных данных [16], а также расчета явлений теплопередачи и массопереноса.

## Заключение

Катаклизмические переменные - взаимодействия двойные с первичной звездой белым карликом и вторичной звездой главной последовательности позднего типа (К-М) или коричневым карликом. Заполнившая свою полость Роша

вторичная звезда теряет вещество через внутреннюю точку Лагранжа L1 с образованием аккреционного диска вокруг белого карлика, слабое магнитное поле которого не может этому препятствовать [17]. Моделирование параметров аккреционного диска таких систем играет большую роль в объяснении наблюдаемых кривых блеска и спектральных характеристик.

Для обоснования наблюдательных данных кривых блеска и спектров излучения применяются различные подходы: Particle-in-Cell [18], модель Уилсона-Девинни [19].

## Благодарность

Данное исследование финансируется Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан, грант № AP19678376.

## Литература

- 1 Springel V. Smoothed Particle Hydrodynamics in Astrophysics // Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics. – 2010. – Vol. 48. – P.391-430. DOI 10.1146/annurev-astro-081309-130914.
- 2 Röpke F.K., De Marco O. Simulations of common-envelope evolution in binary stellar systems: physical models and numerical techniques // Living Reviews in Computational Astrophysics. – 2023. – Vol. 9, no. 1. – Article id. 2. – DOI: 10.1007/s41115-023-00017-x.
- 3 Liu M.B., Liu G.R. Smoothed particle hydrodynamics (SPH): an overview and recent developments // Archives of Computational Methods in Engineering. – 2010. – Vol. 17. – P. 25–76. – DOI: 10.1007/s11831-010-9040-7.
- 4 Monaghan J.J. Smoothed particle hydrodynamics // Reports on Progress in Physics. – 2005. – Vol. 68, no. 8. – P. 1703. – DOI: 10.1088/0034-4885/68/8/R01.
- 5 Miroshnichenko A.S., Danford S., Zharikov S., Aarnio A., Prendergast P., Khokhlov S.A., Gabitova I.A., Amantayeva A., Vaidman N.L., Baktybayev S.S., Andronov I.L., Chinara L.L., Usenko I.A. A variety of binary targets for small telescopes // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnat Pleso. – 2024. – Vol. 54, no. 2. – P. 47–57. – DOI: 10.31577/caosp.2024.54.2.47.
- 6 Amantayeva A., Zharikov S., Page K.L., Pavlenko E., Sosnovskij A., Khokhlov S., Ibraimov M. Period Bouncer Cataclysmic Variable EZ Lyn in Quiescence // The Astrophysical Journal. – 2021. – Vol. 918. – Article id. 58 (16 pp). – DOI: 10.3847/1538-4357/ac0e36.
- 7 Gabitova I.A., Miroshnichenko A.S., Zharikov S.V., Amantayeva A., Khokhlov S.A. Doppler Tomography of the Circumstellar Disk of the Be Star  $\kappa$  Draconis // Galaxies. – 2024. – Vol. 12, no. 3. – Article id. 23. – DOI: 10.3390/galaxies12030023.
- 8 Hellier C., Vermerris W. Cataclysmic Variable Stars – How and Why They Vary. – London: Springer-Verlag, 2001. – 210 p. – ISBN: 978-1-85233-211-2.
- 9 Lubow S.H., Shu F.H. Gas Dynamics of Semidetached Binaries // The Astrophysical Journal. – 1975. – Vol. 198. – P. 383–405. – URL: <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1975ApJ...198..383L>.
- 10 Fridman A.M., Bisikalo D.V. The nature of accretion disks of close binary stars: over-reflection instability and developed turbulence // Physics – Uspekhi. – 2008. – Vol. 51, no. 6. – P. 551–576. – DOI: 10.1070/PU2008v051n06ABEH006583.
- 11 Warner B. Cataclysmic Variable Stars. – Cambridge: Cambridge University Press, 2003. – ISBN: 978-0521542098. – DOI: 10.1017/CBO9780511586491.
- 12 Flannery B.P. The Location of the Hot Spot in Cataclysmic Variable Stars as Determined from Particle Trajectories // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1975. – Vol. 170. – P. 325–331. – DOI: 10.1093/mnras/170.2.325.
- 13 Bell K.R., Lin D.N.C. Using FU Orionis Outbursts to Constrain Self-Regulated Protostellar Disk Models // The Astrophysical Journal. – 1994. – Vol. 427. – P. 987 (38 pp). – DOI: 10.1086/174206.
- 14 Christodoulou D.M., Kazanas D. Exact Axisymmetric Solutions of the 2-D Lane-Emden Equations with Rotation // Journal of Modern Physics. – 2016. – Vol. 7. – P. 2177–2187. – DOI: 10.4236/jmp.2016.715189.

- 15 Postnov K.A., Yungelson L.R. The Evolution of Compact Binary Star Systems // *Living Reviews in Relativity*. – 2014. – Vol. 17, no. 3. – P. 1–166. – URL: <http://www.livingreviews.org/lrr-2014-3>.
- 16 Miroshnichenko A.S., Chari R., Danford S., Prendergast P., Aarnio A.N., Andronov I.L., Chinarova L.L., Lytle A., Amantayeva A., Gabitova I.A., Vaidman N.L., Baktybayev S.S., Khokhlov S.A. Searching for Phase-Locked Variations of the Emission-Line Profiles in Binary Be Stars // *Galaxies*. – 2023. – Vol. 11, no. 4. – Article id. 83.
- 17 Subebekova G., Zharikov S., Tovmassian G., Neustroev V., Wolf M., Hernandez M.-S., Kucáková H., Khokhlov S. Structure of accretion flows in the nova-like cataclysmic variable RW Tri // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – Vol. 497, no. 2. – P. 1475–1487. – DOI: 10.1093/mnras/staa2091.
- 18 Du Plessis L., Venter C., Harding A.K. Towards modelling AR Sco: generalized particle dynamics and strong radiation-reaction regimes // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2024. – Vol. 532, no. 4. – P. 4408–4428. – DOI: 10.1093/mnras/stae1791.
- 19 Kallrath J. Fifty Years of Eclipsing Binary Analysis with the Wilson–Devinney Model // *Galaxies*. – 2022. – Vol. 10. – Article id. 17. – DOI: 10.3390/galaxies10010017.

## References

- 1 V. Springel, *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, 486 391-430 (2010).
- 2 F.K. Röpkе and O. De Marco, *Living Reviews in Computational Astrophysics* 9, 2 (2023).
- 3 M.B. Liu and G.R. Liu, *Archives of Computational Methods in Engineering* 17, 25–76 (2010). <https://doi.org/10.1007/s11831-010-9040-7>
- 4 J.J. Monaghan, *Reports on Progress in Physics* 68, 1703 (2005). <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/8/R01>
- 5 A.S. Miroshnichenko, S. Danford, et al, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnatе Plesо* 54, 47–57 (2024).
- 6 A. Amantayeva, S. Zharikov, K. L. Page, E. Pavlenko, A. Sosnovskij, S. Khokhlov, and M. Ibraimov, *The Astrophysical Journal* 918, 58 (2021). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac0e36>
- 7 I.A. Gabitova, A. S. Miroshnichenko, S. V. Zharikov, A. Amantayeva, and S. A. Khokhlov, *Galaxies* 12, 23 (2024). <https://doi.org/10.3390/galaxies12030023>
- 8 C. Hellier and W. Vermerris, Springer-Verlag London, 210 pp. (2001). ISBN: 978-1-85233-211-2
- 9 S.H. Lubow and F. H. Shu, *The Astrophysical Journal* 198, 383–405 (1975).
- 10 A.M. Fridman and D.V. Bisikalo, *Physics - Uspekhi* 51, 551–576 (2008).
- 11 B. Warner, Cambridge University Press, United Kingdom (2003). <https://doi.org/10.1017/CBO9780511586491>
- 12 B.P. Flannery, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 170, 325–331 (1975).
- 13 K.R. Bell and D.N.C. Lin, *The Astrophysical Journal* 427, 987 (1994). <https://doi.org/10.1086/174206>
- 14 D.M. Christodoulou and D. Kazanas, *Journal of Modern Physics* 7, 2177–2187 (2016).
- 15 K.A. Postnov and L. R. Yungelson, *Living Reviews in Relativity* 17, 3 (2014).
- 16 A.S. Miroshnichenko, R. Chari, S. Danford, P. Prendergast, A. N. Aarnio, I. L. Andronov, L. L. Chinarova, A. Lytle, A. Amantayeva, I. A. Gabitova, N. L. Vaidman, S. S. Baktybayev, and S. A. Khokhlov, *Galaxies* 11, 83 (2023).
- 17 G. Subebekova, S. Zharikov, G. Tovmassian, V. Neustroev, M. Wolf, M.-S. Hernandez, H. Kucáková, and S. Khokhlov, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 497, 1475–1487 (2020).
- 18 L. Du Plessis, C. Venter, and A. K. Harding, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 532, 4408–4428 (2024). <https://doi.org/10.1093/mnras/stae1791>
- 19 J. Kallrath, *Galaxies* 10, 17 (2022). <https://doi.org/10.3390/galaxies10010017>

### История статьи:

Поступила 05 февраля 2025  
Принята 11 марта 2025

### Мақала тарихы:

Түсті – 05.02.2025  
Қабылданды – 11.03.2025

### Информация об авторах:

1. Агишева Алмагуль Абилкаировна – магистрант, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан, e-mail: [alma76@bk.ru](mailto:alma76@bk.ru)  
2. Хохлов Серик Анатольевич – PhD, и.о. профессора кафедры Электроники и астрофизики Казахский национальный университет, г. Алматы, Казахстан, e-mail: [skhokh88@gmail.com](mailto:skhokh88@gmail.com)  
3. Агишев Алмансур Талгатович (автор-корреспондент) – докторант Казахский национальный университет, г. Алматы, Казахстан, e-mail: [agishev\\_almansur2@live.kaznu.kz](mailto:agishev_almansur2@live.kaznu.kz)

### Авторлар туралы мәлімет:

1. Агишева Алмагуль Абилкаировна – магистрант, Өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан, e-mail: [alma76@bk.ru](mailto:alma76@bk.ru)  
2. Хохлов Серик Анатольевич – PhD, электроника және астрофизика кафедрасының профессор ж.а., Өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан, e-mail: [skhokh88@gmail.com](mailto:skhokh88@gmail.com)  
3. Агишев Алмансур Талгатович (автор-корреспондент) – докторант, Өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан, e-mail: [agishev\\_almansur2@live.kaznu.kz](mailto:agishev_almansur2@live.kaznu.kz)



**N.Sh. Alimgazanova**

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

e-mail: [nazgul.alimgazanova@kaznu.edu.kz](mailto:nazgul.alimgazanova@kaznu.edu.kz)

## YOUNG STELLAR OBJECTS IN THE REGION OF DUST BUBBLE N1

The study of young stellar objects is one of the key studies in astrophysics, as these objects provide a unique window into the processes that occur during the formation of stars and planets. Young stars are often found in clouds of gas and dust, which serve as a kind of "cradle" for their birth. Young stars, especially in massive star clusters, create powerful streams of wind and radiation that knock out dust and gas, creating ring structures, those as bubbles in molecular clouds. Analysis of such structures can provide additional clues about the strength of the interactions between stars and their environment at different stages of their evolution.

The main objective of this study was to study the N1 dust bubble region and search for and identify young stellar objects. Searching for young stellar objects (YSOs) using infrared data from astronomical catalogs is an important and effective method for studying star formation. Young stars and their surroundings are often hidden from visible-light observations by dense clouds of gas and dust, but infrared radiation can penetrate these clouds, allowing astronomers to find objects that would otherwise be invisible.

The identification of young stellar objects in this study was performed according to the algorithm of Koenig & Leisawitz (2014). The observational data of the WISE spacecraft in the near and mid-infrared bands W1 (3.4  $\mu\text{m}$ ), W2 (4.6  $\mu\text{m}$ ), W3 (12  $\mu\text{m}$ ) and W4 (22  $\mu\text{m}$ ) were used. Reliable non-zero fluxes of infrared radiation sources from the 2MASS and AllWISE catalogs were selected for the study. For the studied dust bubble, 7 objects of class I and 11 objects of class II were identified, 32 objects were assigned to the transition disk stage. For all identified young stellar objects, color diagrams were constructed showing the locations of the found objects with the corresponding evolutionary regions. Spectral indexes were calculated and energy distributions in the spectra were constructed for young stellar objects, which also confirmed their evolutionary status. The distribution maps of early-stage YSOs within the dust bubble are analyzed, which indicate the patterns of their distribution along filamentary structures in the dust bubble N1.

**Key words:** bubble, infrared radiation, wise, young stellar objects (YSO), evolutionary stage.

Н.Ш. Алимгазинова

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

e-mail: [nazgul.alimgazanova@kaznu.edu.kz](mailto:nazgul.alimgazanova@kaznu.edu.kz)

## N1 шаң көпіршігі аймағындағы жас жұлдызды объектілер

Жас жұлдызды объектілерін зерттеу астрофизиканың негізгі зерттеулерінің бірі болып табылады, өйткені бұл объектілер жұлдыздар мен планеталардың пайда болуында болатын процестерге бірегей бағыт береді. Жас жұлдыздар көбінесе газ бен шаңның бұлттарында кездеседі, олар пайда болу үшін "бесік" ретінде қызмет етеді. Жас жұлдыздар, әсіресе үлкен жұлдыздар шоғырында, шаң мен газды қағып, молекулалық бұлттарда сақина тәрізді көпіршік құрылымдарын жасайтын күшті жел мен сәулелену ағындарын жасайды. Мұндай құрылымдарды талдау жұлдыздар мен олардың эволюциясының әртүрлі кезеңдеріндегі қоршаған ортаның өзара әрекеттесу күші туралы қосымша мәліметтер бере алады.

Бұл зерттеудің негізгі мақсаты N1 шаң көпіршігі аймағын зерттеу, жас жұлдыз объектілерін табу және анықтау болды. Астрономиялық каталогтардағы инфрақызыл деректер арқылы жас жұлдыз объектілерін (YSOs) анықтау жұлдыздардың пайда болуын зерттеудің маңызды және тиімді әдісі болып табылады. Жас жұлдыздар мен олардың айналасы көбінесе газ бен шаңның тығыз бұлттарымен көрінетін жарықта бақылаулардан жасырылады, бірақ инфрақызыл сәулелену бұлттар арқылы өтіп, астрономдарға басқаша көрінбейтін заттарды табуға мүмкіндік береді.

Бұл зерттеуде жас жұлдызды объектілерді анықтау Koenig & leisawitz (2014) алгоритміне сәйкес жүргізілді. WISE ғарыш аппаратының W1 (3,4 мкм), W2 (4,6 мкм), W3 (12 мкм) және W4 (22 мкм) жақын және орта инфрақызыл жолақтардағы бақылау деректері пайдаланылды. Зерттеу үшін 2MASS және AllWISE каталогтарынан инфрақызыл көздердің нөлдік емес сенімді ағындары таңдалды. Зерттелетін шаң көпіршігі үшін I класстағы 7 объект және II класстағы 11 объект анықталды, 32 объект өтпелі дискілер сатысына жатқызылды. Барлық анықталған жас жұлдыз объектілері үшін сәйкес эволюциялық аймақтары бар табылған объектілердің орналасуын көрсететін түс диаграммалары салынған. Спектрлік индекстер есептеліп, олардың эволюциялық мәртебесін растайтын жас жұлдыздық объектілер үшін спектрлердегі энергияның таралуы құрылды. N1 шаң көпіршігіндегі жіп тәрізді құрылымдар бойымен таралу заңдылықтарын көрсететін шаң көпіршігі шегіндегі эволюцияның ерте кезеңдеріндегі жас жұлдызды объектілерінің таралу карталары талданды.

**Түйін сөздер:** көпіршік, инфрақызыл сәулелену, wise, жас жұлдызды объектілер, эволюциялық кезең.

Н.Ш. Алимгазиева

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

e-mail: [nazgul.alimgazanova@kaznu.edu.kz](mailto:nazgul.alimgazanova@kaznu.edu.kz)

### Молодые звездные объекты в регионе пылевого пузыря N1

Исследование молодых звёздных объектов является одной из ключевых исследований астрофизики, так как эти объекты предоставляют уникальное окно в процессы, происходящие при формировании звёзд и планет. Молодые звезды часто находятся в облаках газа и пыли, которые служат как своеобразные "колыбели" для их рождения. Молодые звезды, особенно в массивных звёздных скоплениях, создают мощные потоки ветра и излучение, которые выбивают пыль и газ, создавая кольцевые структуры -пузыри в молекулярных облаках. Анализ таких структур может дать дополнительные подсказки о силе взаимодействия звезд и окружающей среды на разных стадиях их эволюции.

Основной целью данного исследования было изучение области пылевого пузыря N1, поиск и идентификация молодых звездных объектов. Поиск молодых звёздных объектов (YSOs) с помощью инфракрасных данных из астрономических каталогов — это важный и эффективный метод исследования звездообразования. Молодые звезды и их окрестности часто скрыты от наблюдений в видимом свете плотными облаками газа и пыли, но излучение в инфракрасном диапазоне может проникать через эти облака, позволяя астрономам находить объекты, которые иначе были бы незаметны.

Идентификация молодых звездных объектов в данном исследовании проведена согласно алгоритму Koenig & Leisawitz (2014). Были использованы данные наблюдений космического аппарата WISE в полосах ближнего и среднего инфракрасного диапазона W1 (3,4 мкм), W2 (4,6 мкм), W3 (12 мкм) и W4 (22 мкм). Для исследования были отобраны надежные ненулевые потоки источников инфракрасного излучения из каталогов 2MASS и AllWISE. Для исследуемого пылевого пузыря идентифицированы 7 объектов I класса и 11 объектов II класса, 32 объекта отнесены к стадии переходных дисков. Для всех идентифицированных молодых звездных объектов построены цветовые диаграммы, показывающие расположения найденных объектов с соответствующими им областями эволюции. Рассчитаны спектральные индексы и построены распределения энергий в спектрах для молодых звездных объектов, которые также подтвердили их эволюционный статус. Проанализированы карты распределения молодых звёздных объектов ранних стадий эволюции в пределах пылевого пузыря, которые указывают на закономерности их распределения вдоль нитевидных структур в пылевом пузыре N1.

**Ключевые слова:** пузырь, инфракрасное излучение, wise, молодые звездные объекты (M3O), эволюционная стадия.



## Introduction

In recent years studies of dust bubble regions and associated star-forming regions have attracted considerable attention [1–5], and studying their morphology and evolution may shed light on the conditions that facilitate the formation of stars and planets in interstellar space. Bubbles have a characteristic morphology that indicates the presence of initiated or stimulated star formation processes. Star formation may be triggered by the expansion of a bubble when its shock front compresses and initiates the gravitational collapse of a pre-existing molecular cloud core. This mechanism, based on initiated star formation, is currently in its early stages of study, making it particularly relevant for researchers studying star formation processes.

Young stellar objects are stars in the early stages of their evolution. They are also called protostars, as they continue to gain mass from the surrounding giant molecular clouds and have not yet reached the stage of a full-fledged stellar state, since thermonuclear fusion in their cores has not yet been launched. Studying such objects is quite difficult even within our Galaxy. The main problem is that the dense dust clouds surrounding them during the formation stage block visible light, making observations almost impossible. In addition, when these objects heat up, they begin to emit energy mainly in the infrared range. For this reason, infrared observations are considered a key method used by astronomers to identify regions where stars are forming.

## Methods

### Data

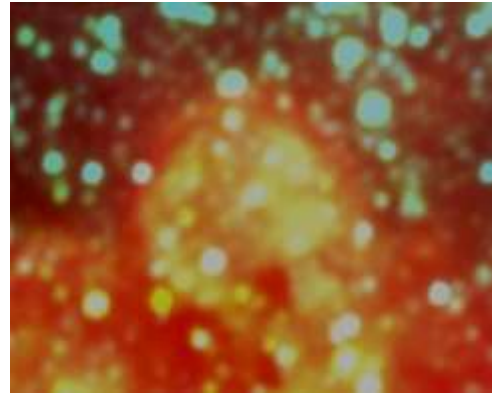
In this study, large-scale surveys in the infrared wavelength range were used: 2MASS and WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer). Observations of the sky in the near-infrared range of J (1.25  $\mu\text{m}$ ), H (1.65  $\mu\text{m}$ ) and Ks (2.17  $\mu\text{m}$ ), obtained by 2MASS, are presented in the catalog of point sources 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (2003) [6]. WISE observations are presented in the AllWISE catalog [7], which contains radiation fluxes in the near and mid-infrared range at wavelengths W1 (3.4  $\mu\text{m}$ ), W2 (4.6  $\mu\text{m}$ ), W3 (12  $\mu\text{m}$ ) and W4 (22  $\mu\text{m}$ ).

For this study, data from the catalogs were selected that have reliable non-zero fluxes: the flux error was taken less than 0.2 mag; the signal-to-noise ratio -  $W_{\text{SNR}}$  was greater than 3.

### Dust bubble N1

N1 is one of the small galactic infrared bubbles catalogued by Churchwell [8]. N1 is a dust bubble centered at  $l = 10,231^{\circ}$ ,  $b = -0,305^{\circ}$ , with a size of 0.98

arcmin and a mean projected thickness of 0.21 arcmin. N1 has a C type of morphology, meaning that the bubble is a complete and closed ring (Figure 1). In [9], the bubble was associated with the HII region G10.16–0.35 and a massive OB2-type capture star. The first measurement of the bubble velocity was in the ionized hydrogen region and not directly to N1. Therefore, the distance of 3.4 kpc corresponds to the distance from the capture cluster G10.16–0.35 [9]. Then in [10] the kinematic distance to the bubble was calculated as a distance (may be up to 14.8 kpc), based on the velocity of ionized gas, measured mainly using radio recombination lines, and assuming circular rotation around the center of the Galaxy. And in [11] the kinematic distance for the bubble was taken to be 2 kpc, its size was also specified as 1 arcmin.



a) WISE



b) Spitzer

**Figure 1** - N1 image at near and mid infrared wavelengths

### Search and identification of young stellar objects

To identify candidates for young stellar objects, data from the AllWISE catalog, presented in the SIMBAD Astronomical Database (CDS, Strasbourg), were used. Key information about the study region and the sources detected within the specified search radius is presented in Table 1.

**Table 1**– Parameters for object search

| Region | R.A.<br>Range (deg)                | Decl.<br>Range (deg)               | Search radius<br>(arcmin) | Number of objects<br>found |
|--------|------------------------------------|------------------------------------|---------------------------|----------------------------|
| N1     | $272.255 \leq \alpha \leq 272.430$ | $-20.153 \leq \delta \leq -20.315$ | 5                         | 444                        |

In this study, an algorithm based on the methodology described in [12, 13] was used to identify young stellar objects. According to the stages of their evolution, young stellar objects are classified into several groups: class 0 (protostars), classes I and II, transition disks, and class III. Identification of young stellar objects was carried out in the specified sequence.

To identify young stellar objects, it is first necessary to eliminate contaminants, i.e. objects that cannot be young stellar objects. These are active galactic nuclei (AGN), stationary stars, as well as sources associated with the emission of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAH) and the emission of particles at the leading edge of shock waves [12]. After cleaning the data, in accordance with the criteria outlined in [13], the remaining objects were identified for belonging to a certain class of YSO evolution.

To identify true candidates for YSOs, the identification was carried out in several stages using different approaches.

Initially, the algorithm described in the work of Koenig & Leisawitz (2014) [13] was applied. According to the study, at this stage, no objects of evolution class 0 were detected in the region of the N1 dust bubble of the protostar. A total of 152 objects were identified as candidates for young stellar objects.

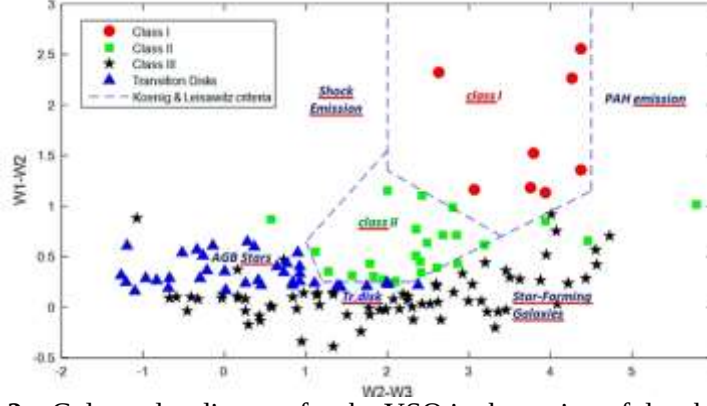
At the next stage, a search for information in astronomical databases was performed for all previously identified candidates for young stellar objects. As a result of the search, out of 14 candidates for young stellar objects of class I, it was found that there is information in astronomical catalogs for 8 objects and for some of them, various object types and evolutionary statuses were already indicated. For 5 objects, the status of young stellar objects was confirmed, which was assigned on the basis of the analysis of Spitzer data [14-17], 2 objects are sources of infrared and submillimeter radiation [18, 19] and 1 object is a Wolf-Rayet star, which is a star of a later evolutionary class [20]. Out of 25 candidates for young stellar objects of class II, information was found for 3 objects: 1 object is a candidate for young stellar objects [14], 2 objects are sources of IR and submillimeter radiation [18, 19]. Of the 74 objects that are candidates for class III YSOs, 1 object has

been assigned the status of a star [21] and 1 object is a source of IR radiation [22]. A search for information on 39 objects – candidates for class “transition disk” YSOs showed that 1 object is a candidate for YSOs [14] and 1 object is a source of submillimeter radiation [23].

For further study, known objects (except radio and infrared sources) were excluded. Thus, 143 objects remained as candidates for young stellar objects, of which 8 objects are of class I, 24 objects are of class II, 73 objects are of class III and 38 objects that can be classified as transitional disks.

Next, for all found YSOs, color indices were determined and a corresponding color diagram was constructed (Figure 2). Red circles indicate candidates for YSOs of class I, green squares indicate class II, blue triangles indicate “transitional disks” and black stars indicate candidates for YSOs of class III. Since the existing methods for dividing YSOs into evolution classes on color diagrams are still at the stage of improvement, for the analysis of the location of the found YSOs we selected the known and applied for WISE flows criteria for dividing regions [24], which are shown in Figure 2 by dotted lines. The diagram also indicates the regions corresponding to the class of objects.

As can be seen from Figure 2, all candidates for class I YSOs and most candidates for class II YSOs are located in the corresponding area of the diagram. However, 4 objects of the class II YSO candidate are located in other areas of the diagram. The majority of candidates for the “transition disk” class are located to the left of the area indicated for them. They practically fill the area in which, as suggested in [24], AGN sources should be located. The location of the evolutionary stage of transition disks [25] is currently unknown reliably, therefore, assuming that this is an intermediate stage between classes II and III, the location of this object close to the group of class III YSOs is quite explainable. Class III objects are practically formed young stars, therefore their location on the diagram corresponds to their evolution class. The candidates for class III YSOs are located in the immediate vicinity of the candidates for “transitional disks” on the diagram, which may indicate their direct connection in the evolutionary development of objects.



**Figure 2** – Color-color diagram for the YSO in the region of dust bubble N1

As we can see, for most candidates for YSOs, their location on the diagram indicates the correct identification of their evolutionary stages. However, this is not enough to identify true YSOs, so additional studies have been conducted.

The next step in the study was to apply a typical classification of the YSO, which is calculated based on the slope of the DES, i.e. the spectral index is determined

$$\alpha = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log(\lambda)}.$$

Typically, the incline of the DES is measured between  $\sim 2$  and  $20 \mu\text{m}$ , the use of mid-IR DES fluxes allows measuring the IR emission of the disk and the inner shell of the YSO, so this IR range is used in this study. For different classes of YSOs, the spectral index has different ranges. This is due to the fact that as YSOs age, their circumstellar environment changes, and this change is reflected in the shape of their DES in the form of the presence of infrared excesses caused by their optically thick disks. In the standard system originally developed in [26], young stellar objects: of class I have DES inclinations  $\alpha \geq 0.3$ ; of class II have  $-1.6 \leq \alpha < -0.3$ ; of class III have  $\alpha < -1.6$ ; sources with a “flat spectrum” have  $-0.3 \leq \alpha < 0.3$ . Class I YSOs have ascending or flat spectra in the range from 3 to  $22 \mu\text{m}$  and are considered to be an early stage associated with the presence of a significant, infalling circumstellar envelope. Class II YSOs have decreasing DES in this wavelength range, with the emission coming only from the optically thick circumstellar disk [26–28]. Class III YSOs are characterized by very small infrared excesses and are often indistinguishable from young main-sequence stars based on infrared observations alone. In addition to Class I–III YSOs, there are also YSOs with little or no near-IR excess in the  $1\text{--}10 \mu\text{m}$  range and large excesses above  $10\text{--}20 \mu\text{m}$  [29]. These objects, known as “transition disk” sources, are thought to be YSOs with a cleared inner disk and a truncated, optically thick outer disk. The age of transition disks is

unknown, as various possible origin scenarios are considered. One of the most likely scenarios is that transition disks are an intermediate stage between class 2 and class 3.

We used a technique to determine the spectral index that includes data from all four WISE bands. Measuring the inclination using only four WISE bands can mitigate absorption effects due to the nearly identical absorption coefficients across the entire WISE wavelength range, i.e.  $A_{W[1,4]} \approx 0.5A_K$  [30]. For all previously identified YSOs for which values are available in all four WISE bands, we used the equation to find the spectral index according to [31]:

$$\alpha_M = 0.36(W1 - W2) + 0.58(W2 - W3) + 0.41(W3 - W4) - 2.90.$$

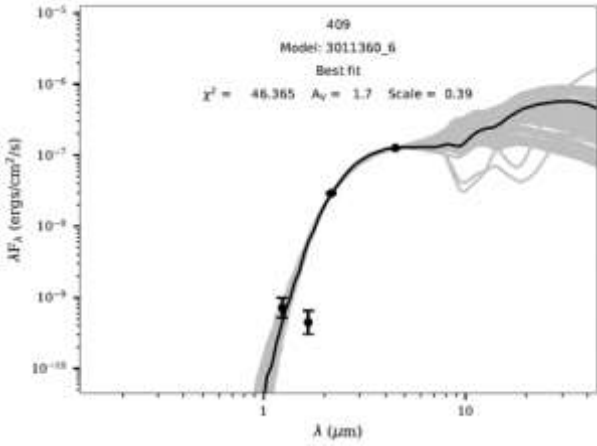
This is a weighted average of the slopes obtained between successive pairs of WISE bands, presented in magnitudes. The numerical coefficients are a combination of the magnitude-flux density conversion coefficients at the corresponding wavelengths and weighting coefficients.

The conducted study of the spectral index showed that for most candidates in the YSO, the spectral index values correspond to the previously determined evolution class. Thus, for candidates in the YSO of class I, only 1 object is assigned to class II, out of 24 objects of class II, 13 IR radiation sources have flat and characteristic class I spectra. Since the evolutionary stage of “transitional disks” is considered an intermediate stage between classes 2 and 3, then for most candidates in the YSO this is confirmed by the values of the spectral indices, only 6 objects have flat and characteristic class I spectra. The results of the study on candidates for YSO s of classes I and II, as well as the transition disk class, are presented in Table 2. The results for class III are not presented, since these are already practically formed young stars, while the main emphasis in the study is on identifying YSO s of earlier evolutionary classes.

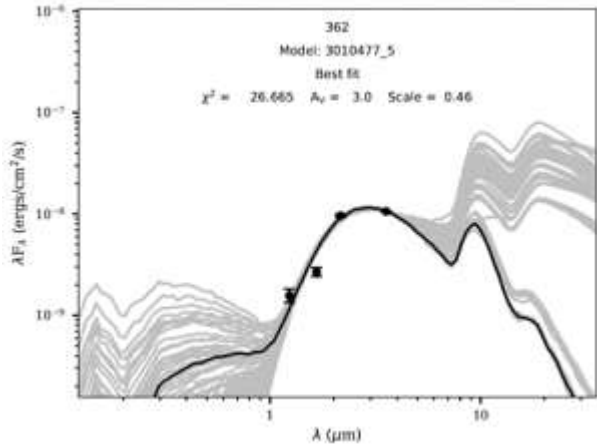
**Table 2** – YSO candidates

| N                         | RA(J2000)<br>h:m:s | DE(J2000)<br>d:m:s | AllWISE ID          | W1,<br>mag | W2,<br>mag | W3,<br>mag | W4,<br>mag | $\alpha_M$ |
|---------------------------|--------------------|--------------------|---------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| <b>I Class</b>            |                    |                    |                     |            |            |            |            |            |
| 1.                        | 18 09 25.1         | -20 14 14.7        | J180925.06-201414.7 | 10.851     | 9.495      | 5.120      | 0.316      | 2.10       |
| 2.                        | 18 09 15.6         | -20 16 03.7        | J180915.59-201603.6 | 10.547     | 9.364      | 5.614      | 1.201      | 1.51       |
| 3.                        | 18 09 28.4         | -20 16 43.4        | J180928.39-201643.3 | 12.335     | 9.779      | 5.411      | -1.016     | 3.19       |
| 4.                        | 18 09 31.3         | -20 16 24.0        | J180931.27-201624.0 | 9.889      | 8.365      | 4.575      | 1.433      | 1.14       |
| 5.                        | 18 09 21.9         | -20 10 05.5        | J180921.90-201005.4 | 12.915     | 10.651     | 6.382      | 0.875      | 2.65       |
| 6.                        | 18 09 39.4         | -20 12 39.2        | J180939.43-201239.1 | 12.416     | 11.257     | 8.195      | 5.795      | 0.28       |
| 7.                        | 18 09 33.6         | -20 18 07.9        | J180933.55-201807.8 | 9.488      | 7.163      | 4.539      | -2.406     | 2.31       |
| <b>II Class</b>           |                    |                    |                     |            |            |            |            |            |
| 8.                        | 18 09 20.7         | -20 15 47.0        | J180920.70-201546.9 | 11.166     | 10.532     | 8.048      | 7.453      | -0.99      |
| 9.                        | 18 09 30.1         | -20 14 00.7        | J180930.12-201400.6 | 11.504     | 10.786     | 8.105      | 7.723      | -0.93      |
| 10.                       | 18 09 31.5         | -20 13 56.2        | J180931.51-201356.2 | 10.587     | 9.722      | 9.153      | 6.478      | -1.16      |
| 11.                       | 18 09 16.8         | -20 15 59.3        | J180916.81-201559.3 | 8.406      | 7.249      | 5.244      | 2.893      | -0.36      |
| 12.                       | 18 09 16.0         | -20 11 43.5        | J180916.02-201143.5 | 10.448     | 9.902      | 8.787      | 6.697      | -1.20      |
| 13.                       | 18 09 34.4         | -20 12 40.9        | J180934.42-201240.9 | 11.052     | 10.795     | 8.698      | 5.587      | -0.32      |
| 14.                       | 18 09 09.1         | -20 14 40.8        | J180909.13-201440.8 | 11.273     | 10.767     | 8.418      | 6.476      | -0.56      |
| 15.                       | 18 09 16.2         | -20 10 36.0        | J180916.18-201035.9 | 10.174     | 9.868      | 8.041      | 5.143      | -0.54      |
| 16.                       | 18 09 25.7         | -20 09 26.8        | J180925.69-200926.7 | 9.949      | 9.609      | 7.201      | 7.123      | -1.35      |
| 17.                       | 18 09 24.3         | -20 09 12.8        | J180924.30-200912.8 | 10.309     | 9.994      | 8.427      | 5.875      | -0.83      |
| 18.                       | 18 09 43.1         | -20 15 29.5        | J180943.07-201529.4 | 10.627     | 10.271     | 9.003      | 6.197      | -0.89      |
| <b>Transitional disks</b> |                    |                    |                     |            |            |            |            |            |
| 19.                       | 18 09 15.0         | -20 14 02.6        | J180915.02-201402.5 | 10.162     | 9.994      | 9.980      | 6.484      | -1.40      |
| 20.                       | 18 09 24.8         | -20 11 44.9        | J180924.81-201144.8 | 9.092      | 8.774      | 10.044     | 7.108      | -2.32      |
| 21.                       | 18 09 19.5         | -20 11 47.0        | J180919.50-201146.9 | 10.262     | 10.053     | 8.634      | 6.220      | -1.01      |
| 22.                       | 18 09 31.9         | -20 12 55.1        | J180931.88-201255.0 | 9.801      | 9.549      | 8.631      | 4.928      | -0.76      |
| 23.                       | 18 09 17.5         | -20 11 57.6        | J180917.46-201157.5 | 10.417     | 9.986      | 9.223      | 6.175      | -1.05      |
| 24.                       | 18 09 13.7         | -20 12 36.6        | J180913.66-201236.6 | 10.078     | 9.840      | 7.855      | 4.575      | -0.32      |
| 25.                       | 18 09 32.4         | -20 12 12.9        | J180932.43-201212.8 | 10.015     | 9.615      | 8.967      | 5.342      | -0.90      |
| 26.                       | 18 09 21.6         | -20 10 56.3        | J180921.64-201056.3 | 9.917      | 9.349      | 9.684      | 4.520      | -0.77      |
| 27.                       | 18 09 33.3         | -20 12 03.6        | J180933.33-201203.6 | 9.856      | 9.258      | 8.892      | 5.456      | -1.06      |
| 28.                       | 18 09 29.9         | -20 11 06.0        | J180929.88-201106.0 | 8.497      | 7.892      | 8.034      | 3.378      | -0.86      |
| 29.                       | 18 09 08.1         | -20 13 08.7        | J180908.12-201308.6 | 9.210      | 8.928      | 9.230      | 5.270      | -1.35      |
| 30.                       | 18 09 08.8         | -20 15 53.9        | J180908.78-201553.8 | 10.013     | 9.750      | 10.582     | 3.791      | -0.50      |
| 31.                       | 18 09 10.7         | -20 11 29.9        | J180910.72-201129.9 | 10.073     | 9.804      | 9.388      | 5.926      | -1.14      |
| 32.                       | 18 09 32.6         | -20 11 04.8        | J180932.57-201104.7 | 7.920      | 7.377      | 7.890      | 4.142      | -1.47      |
| 33.                       | 18 09 39.5         | -20 14 35.8        | J180939.49-201435.8 | 10.647     | 10.247     | 9.323      | 6.043      | -0.88      |
| 34.                       | 18 09 08.9         | -20 11 43.0        | J180908.91-201143.0 | 7.260      | 6.717      | 5.819      | 3.442      | -1.21      |
| 35.                       | 18 09 10.0         | -20 11 21.7        | J180910.08-201121.7 | 10.984     | 10.734     | 9.900      | 6.142      | -0.79      |
| 36.                       | 18 09 06.3         | -20 12 43.4        | J180906.34-201243.4 | 9.003      | 8.645      | 8.858      | 5.577      | -1.55      |
| 37.                       | 18 09 40.0         | -20 13 54.9        | J180940.08-201354.8 | 10.567     | 10.221     | 9.490      | 5.702      | -0.80      |
| 38.                       | 18 09 39.3         | -20 15 29.0        | J180939.30-201529.0 | 9.167      | 8.557      | 9.748      | 6.917      | -2.21      |
| 39.                       | 18 09 06.2         | -20 15 55.6        | J180906.23-201555.5 | 9.980      | 9.696      | 10.375     | 5.271      | -1.10      |
| 40.                       | 18 09 36.3         | -20 11 05.2        | J180936.32-201105.2 | 8.657      | 8.320      | 7.394      | 5.098      | -1.30      |
| 41.                       | 18 09 07.0         | -20 11 27.2        | J180907.04-201127.2 | 8.992      | 8.770      | 6.757      | 3.935      | -0.50      |
| 42.                       | 18 09 33.1         | -20 10 20.3        | J180933.11-201020.3 | 10.265     | 9.977      | 10.941     | 8.304      | -2.27      |
| 43.                       | 18 09 39.2         | -20 11 48.2        | J180939.23-201148.2 | 9.748      | 9.241      | 9.510      | 6.425      | -1.61      |
| 44.                       | 18 09 38.4         | -20 11 24.7        | J180938.37-201124.6 | 10.439     | 10.231     | 8.490      | 6.454      | -0.98      |
| 45.                       | 18 09 27.9         | -20 09 42.7        | J180927.85-200942.6 | 11.175     | 10.943     | 9.840      | 7.780      | -1.33      |
| 46.                       | 18 09 42.4         | -20 14 42.7        | J180942.43-201442.6 | 8.888      | 8.536      | 8.530      | 5.157      | -1.39      |
| 47.                       | 18 09 02.5         | -20 15 04.2        | J180902.53-201504.2 | 10.134     | 9.922      | 9.085      | 4.128      | -0.31      |
| 48.                       | 18 09 40.5         | -20 11 48.3        | J180940.48-201148.3 | 10.749     | 10.105     | 9.824      | 6.668      | -1.21      |
| 49.                       | 18 09 10.7         | -20 10 13.0        | J180910.66-201012.9 | 8.774      | 8.616      | 9.718      | 6.936      | -2.34      |
| 50.                       | 18 09 43.0         | -20 13 10.4        | J180943.01-201310.4 | 9.343      | 9.103      | 8.842      | 5.660      | -1.36      |

Also, to confirm the evolutionary status for objects observed by Spitzer and having reliable information on fluxes in the astronomical catalogs GLIMPSE Source Catalog (I + II + 3D) (IPAC 2008) [32] and MIPS GAL 24 $\mu$ m point source catalog (Gutermuth+, 2015) [33], energy distributions in the spectra were constructed with suitable models according to the work [34] (Figure 3). As can be seen from the figure, the YSOs have an IR excess in the spectrum, which corresponds to the evolutionary status of these objects that we previously determined.



a) J180933.55-201807.8



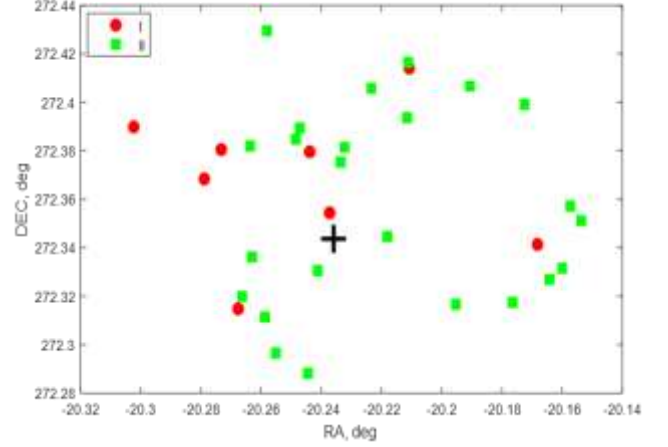
6) J180937.60-201126.6

**Figure 3** – SED for candidates for YSO I (a) and II (b) classes: dots – observational data, lines – theoretical models (black line – the most suitable model)

Thus, excluding all objects whose evolution classes do not match according to two features, we assume that the remaining ones are the most likely candidates for YSOs.

Figure 4 shows a map of the distribution of the found and identified candidates for young stellar objects of classes I and II. The black cross is the

coordinates of the center of the dust bubble, according to the Churchwell catalog [8]. Here we observe that the distribution of candidates for YSOs of early spectral classes is subject to a certain pattern, which allows us to identify the filamentary structures along which they are located, which indicates one of the possible signs of initiated star formation.



**Figure 4** – Distribution of the YSO in space on the Spitzer image. Designations: “+” – coordinates of the bubble center, “red circles” – class I, “green squares” – class II

## Conclusion

In this study the region near the N1 dust bubble was studied. Based on the use of infrared radiation fluxes in the near and middle wavelength ranges, the search and identification of YSOs depending on the stages of evolution was performed. The study was carried out in several stages, which included testing the data by criteria and by the spectral index, constructing a color-color diagram and a map of the distribution of identified objects in space, searching for information in astronomical catalogs and constructing a DES. As a result of the study, 50 objects are presented as candidates for YSOs: 7 objects of class I, 11 objects of class II and 32 objects of the "transition disk" class. We assume that these objects are young stellar objects.

## Acknowledgments

This research was funded by the Science Committee of the Ministry of science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP23489575).

## Reference

- 1 Dejian Liu, Ye Xu, YingJie Li et al. Molecular Bubble and Outflow in S Mon Revealed by Multiband Data Sets // *The Astrophysical Journal*. – 2024. – Vol. 964. – N. 1. – P. 93. DOI: 10.3847/1538-4357/ad24e0
- 2 Manapbaeva A.B., Esimbek J., Alimgazinova N.Sh., Kyzgarina M.T., Atamurat A.B. N22 shan kopirshikteri zhanyndagy zhas zhuldyz obektlerin anyqtau // *Izvestiya Nacional'noj Akademii nauk Respubliki Kazakhstan. Ser. Fiz-mat.* – 2021. – Vol. 3. – № 337. – P. 96-105. <https://journals.nauka-nanrk.kz/physics-mathematics/article/view/2078>
- 3 Nazar A.B., Manapbayeva A.B., Alimgazinova N.Sh., Kyzgarina M.T., Demessinova A.M. Identification of young star objects near dust bubble N10 // *Recent contributions to physics*. – 2022. – №4 (83). – P.13-20. DOI: 10.26577/RCPH.2022.v83.i4.02
- 4 Alisher A.M., Aslan D., Turekhanova K.M. Search and identification of young stellar objects in infrared dust bubbles N19// *Recent Contributions to Physics*. – 2023. – №3 (86). – P.12-20. DOI: 10.26577/RCPH.2023.v86.i3.02
- 5 Alimgazinova N. Sh., Sharipbay N.A., Kyzgarina M.T., Manapbayeva A.B., Turekhanova K.M., Omar A.Zh., Demessinova A.M., Alibek A.A. Study of the N126 dust bubble in the infrared wavelength range // *Recent Contributions to Physics*. – 2024. – №2. – P.19-26. DOI: 10.26577/RCPH.2024v89i2-03
- 6 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/246/out&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/246/out&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 7 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/328/allwise&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/328/allwise&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 8 Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D. et al. The Bubbling Galactic Disk // *The Astrophysical Journal*. – 2008. – Vol. 649. – Iss. 2. – P. 759-778. DOI: 10.1086/507015
- 9 Blum, R. D., Damini, A., & Conti, P. S. The Stellar Content of Obscured Galactic Giant H II Regions. I. W43 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – Vol. 121. – P. 3149. DOI: 10.1086/321088
- 10 Deharveng L., Schuller F., Anderson L.D., Zavagno A., Wyrowski F., Menten K.M., Bronfman L., Testi L., Walmsley C. M., and Wienen M. A gallery of bubbles: The nature of the bubbles observed by Spitzer and what ATLASGAL tells us about the surrounding neutral material // *Astronomy and Astrophysics*. – 2010. – Vol. 523. – P. A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201014422
- 11 Hattori Yasuki, Kaneda Hidehiro, et al. Mid- and far-infrared properties of Spitzer Galactic bubbles revealed by the AKARI all-sky surveys // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2016. – Vol. 68. – Iss. 3. – P. 37. DOI: 10.1093/pasj/psw028
- 12 Koenig X. P. et al. Wide-field infrared survey explorer observations of the evolution of massive star-forming regions // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Vol. 744. – №. 2. – P. 130. DOI: 10.1088/0004-637X/744/2/130
- 13 Koenig X. P., Leisawitz D. V.A classification scheme for young stellar objects using the wide-field infrared survey explorer ALLWISE catalog: revealing low-density star formation in the outer galaxy // *The Astrophysical Journal*. – 2014. – Vol. 791. – №. 2. – P. 131. DOI: 10.1088/0004-637X/791/2/131
- 14 Kuhn M.A., De Souza R.S., Krone-Martins A., Castro-Ginard A., Ishida E.E.O., Povich M.S., Hillenbrand L.A. (The COIN Collaboration). SPICY: the Spitzer/IRAC candidate YSO catalog for the inner Galactic midplane // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* – 2021. – Vol. 254. – P. 33-33. DOI: 10.48550/arXiv.2011.12961
- 15 Urquhart J.S., Konig C., Giannetti A., Leurini S., Moore T.J.T., Eden D.J., Pillai T., Thompson M.A., Braiding C., Burton M.G., Csengeri T., Dempsey J.T., Figura C., Froebrich D., Menten K.M., Schuller F., Smith M.D. and Wyrowski F. ATLASGAL - properties of a complete sample of Galactic clumps // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2017. – Vol. 473. – P. 1059-1102. DOI: 10.1093/mnras/stx2258
- 16 Robitaille T.P., Meade M.R., Babler B.L., Whitney B.A., Johnston K.G., Indebetouw R., Cohen M., Povich M.S., Sewilo M., Benjamin R.A. and Churchwell E. Intrinsically red sources observed by Spitzer in the Galactic midplane // *The Astrophysical Journal*. – 2008. – Vol. 136. – P. 2413-2440. DOI: 10.1088/0004-6256/136/6/2413
- 17 Deharveng L., Zavagno A., Samal M.R., Anderson L.D., Leleu G., Brevot D., Duarte-Cabral A., Molinari S., Pestalozzi M., Foster J.B., Rathborne J.M. and Jackson J.M. Bipolar HII regions - Morphology and star formation in their vicinity. I. G319.88+00.79 and G010.32-00.15. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2015. – Vol. 582. – P. A1-1. DOI: 10.1051/0004-6361/201423835
- 18 Elia D., Molinari S., Schisano E., Pestalozzi M., Pezzuto S. et al. The Hi-GAL compact source catalogue - I. The physical properties of the clumps in the inner Galaxy ( $-71.0^{\circ} < l < 67.0^{\circ}$ ) // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2017. – Vol. 471. – P. 100-143. DOI: 10.1093/mnras/stx1357
- 19 Eden D.J., Moore T.J.T., Plume R., Urquhart J.S., et al. The JCMT Plane Survey: first complete data release - emission maps and compact source catalogue // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2017. – Vol. 469. – P. 2163-2183 (2017/August-1). DOI: 10.1093/mnras/stx874
- 20 Nebot Gomez-Moran A., Motch C., Pineau F.-X., Carrera F.J., Pakull M.W. and Riddick F. Infrared identification of hard X-ray sources in the Galaxy // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2015. – Vol. 452. – P. 884-901. DOI: 10.48550/arXiv.1506.03083
- 21 GAIA Collaboration. Gaia Early Data Release 3 (Gaia EDR3) // 2020yCat.1350....0G - CDS/ADC Collection of Electronic Catalogues, 1350, 0 (2020). DOI: 10.26093/cds/vizier.1350



- 22 Beichman C.A., Neugebauer G., Habing H.J., Clegg P.E. and Chester T.J. IRAS Catalogs and Atlases, Version 2. Explanatory Supplement // NASARef. Publ. – 1988. – Vol. 1190. – P.1. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988iras....1.....B/abstract>
- 23 Pillai T., Wyrowski F., Hatchell J., Gibb A.G. and Thompson M.A. probing the initial conditions of high mass star formation. I. Deuteration and depletion in high mass pre/protocluster clumps // *Astronomy and Astrophysics*. – 2007. – Vol. 467. – P. 207-216. DOI: 10.1051/0004-6361:20065682
- 24 Fischer W. J. et al. A WISE Census of Young Stellar Objects in Canis Major // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – Vol. 827. – №. 2. – P. 96. DOI: 10.3847/0004-637X/827/2/96
- 25 Takashi Tsukagoshi, Munetake Momose, Jun Hashimoto, Tomoyuki Kudo, et al. High-resolution submillimeter and near-infrared studies of the transition disk around SZ 91// *The Astrophysical Journal*. – 2014. - Vol. 783. - No. 2. DOI: 10.48550/arXiv.1402.1538
- 26 Lada C. J. Star formation: from OB associations to protostars // *Symposium-International astronomical union*. – Cambridge University Press, 1987. – Vol. 115. – P.1-18. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987IAUS..115....1L/abstract>
- 27 Adams F. C., Lada C. J., Shu F. H. Spectral evolution of young stellar objects // *Astrophysical Journal*. – 1987. - Vol. 312. - P. 788-806. DOI: 10.1086/164924
- 28 Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T., & Lada, C. J. Further mid-infrared study of the rho Ophiuchi cloud young stellar population: Luminosities and masses of pre-main-sequence stars // *Astrophysical Journal*. – 1994. - Vol. 434. - No. 2. - P. 614-626. DOI: 10.1086/174763
- 29 Strom, K. M., Newton, G., Strom, S. E., et al. A Study of the Stellar Population in the Lynds 1641 Dark Cloud. I. The IRAS Catalog Sources // *ApJS*. – 1989. - Vol. 71. - P. 183. DOI: 10.1086/191371
- 30 Majaess, D., Turner, D. G., & Gieren, W. A cluster of class I/f/II young stellar objects discovered near the Cepheid SU Cas // *MNRAS*. – 2012. - Vol. 421. - P. 1040. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.20366.x
- 31 Marton, G., Verebelyi, E., Kiss, C., & Smidla, J. Newly identified YSO candidates towards LDN 1188 // *AN*. – 2013. - Vol. 334. - P. 924. DOI: 10.1002/asna.201311960
- 32 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/293&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/293&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 33 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/AJ/149/64&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/AJ/149/64&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 34 Robitaille V.P., et al. Interpreting spectral energy distributions from young stellar objects. II. Fitting observed SEDs using a large grid of precomputed models // *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2007. – Vol. 169. – №. 2. – P. 328. DOI: 10.1086/512039

## Reference

- 1 D. Liu et al. *ApJ*, 964, 93 (2024). DOI: 10.3847/1538-4357/ad24e0
- 2 A.B. Manapbaeva, J. Esimbek, N.Sh. Alimgazinova, M.T. Kyzgarina, A.B. Atamurat. *Izvestija Nacional'noj Akademii nauk Respubliki Kazahstan. Ser. Fiz-mat.* 3(337) 96-105, (2021). <https://journals.nauka-nanrk.kz/physics-mathematics/article/view/2078>
- 3 A.B. Nazar, A.B. Manapbayeva, N.Sh. Alimgazinova, M.T. Kyzgarina, A.M. Demessinova. *Recent contributions to physics* 4(83), 13-20 (2022). DOI: 10.26577/RCPH.2022.v83.i4.02
- 4 A.M. Alisher, D. Aslan, K.M. Turekhanova. *Recent Contributions to Physics* 3 (86), 12-20 (2023). DOI: 10.26577/RCPH.2023.v86.i3.02
- 5 N.Sh. Alimgazinova, N.A. Sharipbay, M.T. Kyzgarina, A.B. Manapbayeva, K.M. Turekhanova, A.Zh. Omar, A.M. Demessinova, A.A. Alibek. *Recent Contributions to Physics* 2, 19-26 (2024). DOI: 10.26577/RCPH.2024v89i2-03
- 6 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/246/out&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/246/out&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 7 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/328/allwise&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/328/allwise&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 8 E. Churchwell, M. S. Povich, D. Allen, et al. *The Astrophysical Journal* 649 (2), 759-778 (2008). DOI: 10.1086/507015
- 9 R.D. Blum, A. Damineli, & P. S. Conti. *The Astrophysical Journal* 121, 3149 (2001). DOI: 10.1086/321088
- 10 L. Deharveng, F. Schuller, L.D. Anderson, A. Zavagno, F. Wyrowski, K.M. Menten, L. Bronfman, L. Testi, C. M. Walmsley, and M. Wienen. *Astronomy and Astrophysics* 523, A6 (2010). DOI: 10.1051/0004-6361/201014422
- 11 Y. Hattori, H. Kaneda, et al. *Publications of the Astronomical Society of Japan* 68 (3), 37 (2016). DOI: 10.1093/pasj/psw028
- 12 X.P. Koenig et al. *The Astrophysical Journal* 744 (2), 130 (2011). DOI: 10.1088/0004-637X/744/2/130
- 13 X.P. Koenig, D.V. Leisawitz. *The Astrophysical Journal* 791 (2), 131 (2014). DOI: 10.1088/0004-637X/791/2/131
- 14 M.A. Kuhn, R.S. de Souza, A. Krone-Martins, A. Castro-Ginard, E.E.O. Ishida, M. S. Povich, L. A. Hillenbrand. *The Astrophysical Journal Supplement Series* 254 (2), ID.33 (2021). DOI: 10.48550/arXiv.2011.12961

- 15 J.S. Urquhart, C. Konig, A. Giannetti, S. Leurini, T.J.T. Moore, D.J. Eden, T. Pillai, M.A. Thompson, C. Braiding, M.G. Burton, T. Csengeri, J.T. Dempsey, C. Figura, D. Froebrich, K.M. Menten, F. Schuller, M.D. Smith and F. Wyrowski. *MNRAS* 473, 1059-1102 (2017). DOI: 10.1093/mnras/stx2258
- 16 T.P. Robitaille, M.R. Meade, B.L. Babler, B.A. Whitney, K.G. Johnston, R. Indebetouw, M. Cohen, M.S. Povich, M. Sewilo, R.A. Benjamin and E.Churchwell. *The Astrophysical Journal* 136, 2413-2440 (2008). DOI: 10.1088/0004-6256/136/6/2413
- 17 L. Deharveng, A. Zavagno, M.R. Samal, L.D. Anderson, G. Leleu, D. Brevot, A.Duarte-Cabral, S. Molinari, M. Pestalozzi, J.B. Foster, J.M. Rathborne and J.M. Jackson *Astronomy and Astrophysics* 582, A1-1 (2015). DOI: 10.1051/0004-6361/201423835
- 18 D. Elia, S. Molinari, E. Schisano, M. Pestalozzi, S. Pezzuto et al. *MNRAS* 471, 100-14, (2017). DOI: 10.1093/mnras/stx1357
- 19 D.J. Eden, T.J.T. Moore, R. Plume, J.S. Urquhart, et al. *MNRAS* 469, 2163-2183 (2017). DOI: 10.1093/mnras/stx874
- 20 A. Nebot Gomez-Moran, C. Motch, F.-X. Pineau, F.J. Carrera, M.W. Pakull and F. Riddick. *MNRAS* 452, 884-901, (2015). DOI: 10.48550/arXiv.1506.03083
- 21 GAIA Collaboration. Gaia Early Data Release 3 (Gaia EDR3). CDS/ADC Collection of Electronic Catalogues, 1350 (2020). DOI: 10.26093/cds/vizier.1350
- 22 C.A. Beichman, G. Neugebauer, H.J. Habing, P.E. Clegg and T.J. Chester. *NASARef. Publ.* 1, 1190 (1988). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988iras....1.....B/abstract>
- 23 T. Pillai, F. Wyrowski, J. Hatchell, A.G. Gibb and M.A. Thompson. *Astronomy and Astrophysics* 467, 207-216 (2007). DOI: 10.1051/0004-6361:20065682
- 24 W.J. Fischer et al. *The Astrophysical Journal* 827 (2), 96 (2016). DOI: 10.3847/0004-637X/827/2/96
- 25 T. Tsukagoshi, M. Momose, J. Hashimoto, T. Kudo, et al. *The Astrophysical Journal* 783, 2 (2014). DOI: 10.48550/arXiv.1402.1538
- 26 C.J. Lada. *Symposium-International astronomical union.* – Cambridge University Press 115, 1-18 (1987). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987IAUS..115....1L/abstract>
- 27 F.C. Adams, C.J. Lada, F.H. Shu. *Astrophysical Journal* 312, 788-806 (1987). DOI: 10.1086/164924
- 28 T.P. Greene, B.A. Wilking, P. Andre, E. T. Young & C. J. Lada. *Astrophysical Journal* 434 (2), 614-626 (1994). DOI: 10.1086/174763
- 29 K.M. Strom, G. Newton, S.E. Strom, et al. *ApJS* 71, 183 (1989) DOI: 10.1086/191371
- 30 D. Majaess, D.G. Turner, & W. Gieren. *MNRAS* 421, 1040 (2012) DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.20366.x
- 31 G. Marton, E. Verebelyi, C. Kiss, & J. Smidla. *AN* 334, 924 (2013) DOI: 10.1002/asna.201311960
- 32 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/293&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=II/293&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 33 [https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/AJ/149/64&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=\\_r&-out.add=\\_RAJ,\\_DEJ&-sort=\\_r&-oc.form=sexa](https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/AJ/149/64&-out.max=50&-out.form=HTML%20Table&-out.add=_r&-out.add=_RAJ,_DEJ&-sort=_r&-oc.form=sexa)
- 34 V.P. Robitaille et al. *The Astrophysical Journal Supplement Series* 169 (2), 328 (2007) DOI: 10.1086/512039

#### Article history:

Received 25 February 2025

Accepted 11 March 2025

#### Мақала тарихы:

Түсті – 25.02.2025

Қабылданды – 11.03.2025

#### Information about author:

**Nazgul Alimgazinova** – PhD (Phys), Ass. Prof, Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan  
e-mail: [nazgul.alimgazinova@kaznu.edu.kz](mailto:nazgul.alimgazinova@kaznu.edu.kz)

#### Авторлар туралы мәлімет:

**Назгүл Алимгазинова** – физ.-мат.ғыл.канд., қауымд.профессор, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан  
e-mail: [nazgul.alimgazinova@kaznu.edu.kz](mailto:nazgul.alimgazinova@kaznu.edu.kz)

2-бөлім

## ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

---

Section 2

## PLASMA PHYSICS

---

Раздел 2

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

МРНТИ 29.27.39; 29.27.51; 89.25.25

<https://doi.org/10.26577/RCPh20259216>**Ж.Б. Игибаев\*** , **М.К. Досболаев** 

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан  
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,  
\*e-mail: [igizhan09@gmail.com](mailto:igizhan09@gmail.com)

### **Исследование процесса горения поджигающего искрового разряда импульсного плазменного двигателя**

В этом исследовании были проведены некоторые эксперименты в целях оптимизации процесса поджига и его влияния на формирование и развитие основного плазменного потока. Искра поджига возникает при соприкосновении графитового стержня с заземленным электродом. С другой стороны, графитовый электрод используется в качестве топлива в импульсном плазменном двигателе. Динамика формирования импульсного разряда зафиксирована с использованием высокоскоростной камеры CMOS Phantom VEO710S, что позволило зарегистрировать ключевые стадии возникновения и ускорения плазмы. Параллельно был получен эмиссионный спектр разряда с помощью линейного спектрометра Optosky, что позволило провести качественный анализ состава образующейся плазмы и определить основные ионовоздействующие компоненты, ответственные за создание тяги. Также с использованием пояса Роговского было осуществлено измерение изменения силы тока как в искровом, так и в основном разрядах во времени, что позволило получить важную информацию о динамике электрических процессов. На основе полученных экспериментальных данных был выбран оптимальный набор параметров поджига, в том числе геометрия электродов, напряжение пробоя, длительность импульса, позволяющий обеспечить устойчивое формирование плазменного канала и эффективную генерацию тяги.

**Ключевые слова:** импульсный плазменный двигатель, разрядный ток, искровой разряд, эмиссионный спектр плазмы.

**Ж.Б. Игибаев\***, **М.К. Досболаев**

Әл-Фараби ат.Қазақ ұлттық университеті, ЭТФФИ, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: [igizhan09@gmail.com](mailto:igizhan09@gmail.com)

### **Импульстік плазмалық қозғалтқыштың тұтанатын ұшқынды разрядының жану процесін зерттеу**

Бұл ұсынылған зерттеуде тұтану процесін оңтайландыру және оның негізгі плазмалық ағынның қалыптасуы мен дамуына әсерін зерттеу мақсатында бірнеше эксперименттер жүргізілді. Тұтану ұшқыны графит стерженьнің жерге қосылған электродпен жанасуы кезінде пайда болады. Ал графит электрод импульсті плазмалық қозғалтқышта отын ретінде пайдаланылады. Импульсті разрядтың қалыптасу динамикасы CMOS Phantom VEO710S жоғары жылдамдықты камерасының көмегімен тіркеліп, плазманың пайда болу және үдеу кезеңдерін анықтауға мүмкіндік берді. Разрядтың эмиссиялық спектрі Optosky сызықтық спектрометрінің көмегімен алынған, бұл плазманың құрамын талдауға және тарту күшінің көзін анықтауға мүмкіндік береді. Сондай-ақ, Роговский катушкасының көмегімен ұшқынның да, негізгі разрядтардың да уақыт бойынша ток күшінің өзгеруіне өлшеулер жүргізілді, бұл электрлік процестердің динамикасы туралы маңызды ақпаратты алуға мүмкіндік берді. Алынған эксперименттік деректердің негізінде плазмалық арнаның тұрақты түзілуін және тиімді тартылыс күшін қамтамасыз ететін электрод геометриясы, тесіп өту кернеуі және импульс ұзақтығы сияқты тұтандырудың оңтайлы параметрлері таңдалды.

**Түйін сөздер:** импульстік плазмалық қозғалтқыш, разрядтық ток, ұшқындық разряд, плазманың эмиссиялық спектрі.

Zh.B.Igibayev\*, M.K.Dosbolayev  
 IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan  
 \*e-mail: [igizhan09@gmail.com](mailto:igizhan09@gmail.com)

### Study of the combustion process of the igniting spark discharge of a pulse plasma engine

In this study, several experiments were conducted to optimize the ignition process and investigate its impact on the formation and development of the primary plasma flow. The ignition spark is generated when the graphite rod comes into contact with the grounded electrode. On the other hand, the graphite electrode is used as fuel in the pulsed plasma thruster (PPT). The dynamics of the pulsed discharge formation were recorded using the CMOS Phantom VEO710S high-speed camera, enabling the identification of key stages in plasma generation and acceleration. The emission spectrum of the discharge was obtained using the Optosky linear spectrometer, allowing for an analysis of the plasma composition and the determination of the thrust source. Changes in the current strength of the spark and main discharges over time were measured using a Rogowski coil. Based on the experimental data obtained, an optimal set of ignition parameters was selected, including electrode geometry, breakdown voltage, and pulse duration, which ensures stable formation of the plasma channel and efficient thrust generation.

**Keywords:** pulsed plasma thruster, discharge current, spark discharge, plasma emission spectrum.

### Введение

Импульсные плазменные двигатели (ИПД) являются перспективными электрореактивными двигателями для использования в космических миссиях [1,2]. Среди основных преимуществ данных двигательных систем можно выделить простоту и легкость конструкции, а также компактность топливной системы, что за счет применения твердых топливных материалов, таких как политетрафторэтилен (ПТФЭ), полиацеталь, графит и другие [2,8,12]. Это, в свою очередь, повышает надежность ИПД. Кроме того, ИПД способен ограничивать малую и прецизионную тягу с заданными интервалами импульсов, что позволяет достичь высокой точности полного импульса [3,10]. Важным преимуществом данной технологии является низкое энергопотребление, что делает ее особенно выгодной для небольших спутников. В самом базовом определении электрическая тяга использует электрическую энергию для придания энергии топливу. Это может быть сделано путем электрического нагрева топлива, но более эффективным подходом является ионизация топлива, а затем придание кинетической энергии образующейся плазме [4,18]. Ускорение основной массы плазмы по направлению к выходу из поддуливающего устройства может быть предсказано с помощью второго закона Ньютона и силы Лоренца:

$$\frac{d}{dt}(m_{06}v) = \frac{dm_{06}}{dt}v + m_{06}\frac{dv}{dt} = \int_V J \times B dV,$$

где  $v$  - скорость плазмы,  $\frac{dm_{06}}{dt}$  - общий массовый расход при разряде и абляции,  $J$  - плотность тока,  $B$  - магнитное поле. Основная масса плазмы

состоит из ионов углерода, меди отделенных от поверхности электродов двигателя [4].

В современных импульсных плазменных двигателях система поджига включает в себя свечу зажигания, установленную в катодной разрядной камере [9,11]. Свеча активируется с помощью высоковольтной цепи зажигания, которая импульс напряжения инициирует искровой разряд между электродами [6,7]. Этот разряд вызывает плазменную вспышку, запускающую разряд основного конденсатора, который обеспечивает необходимое питание для создания тяги через дугового разряда между катодом и анодом. Эта дуга поддерживается за счет абляции и ионизации твердого топлива до тех пор, пока конденсатор накопителя энергии не будет полностью разряжен. Электромагнитные силы тела, описываемые силой Лоренца и создаваемые разрядным током замыкающего контура, ускоряют плазменный слой со скоростью выхлопа, которая может достигать 50 км/с [4].

Процесс зажигания с использованием свечи зажигания, как инициирование всего разряда, играет важную роль в импульсных плазменных двигателях. Некоторые ранние исследования ИПД измеряли характеристики зажигания [5,6] и исследовали физику с помощью экспериментов [7,8] и численного моделирования [9]. Однако то, как именно свеча зажигания инициирует разряд, все еще находится в стадии рассмотрения. В настоящее время предложены две возможные теории: первая [7,8] заключается в том, что свеча зажигания начинает воспламеняться и обеспечивает начальную плазму для процесса размножения вторичных электронов, когда количество и распределение заряженных частиц (ионов, электронов) соответствуют требованиям

схемы, между электродами образуется плазменный канал, и основной конденсатор начинает разряжаться [16]. Вторая теория предполагает автоэлектронную эмиссию [10]. При наличии сильных электрических полей на поверхности твердого тела (например, электродов) образуется потенциальный барьер, как показано на рис. 1. Если электрическое поле достаточно сильное, а потенциальный барьер достаточно тонкий, электроны будут квантово-механически туннелировать через барьер и выходить в вакуум (канал разряда). То есть электроны будут испускаться, усиливая электрическое поле, создавая проводящий путь, затем происходит основной разряд [13].

Однако, рассматриваемый процесс поджига отличается от традиционных, что топливо, представленное графитом, одновременно служит поджигающим электродом при приложении напряжения [14]. Когда процесс зажигания происходит с помощью свечи зажигания, твердое топливо

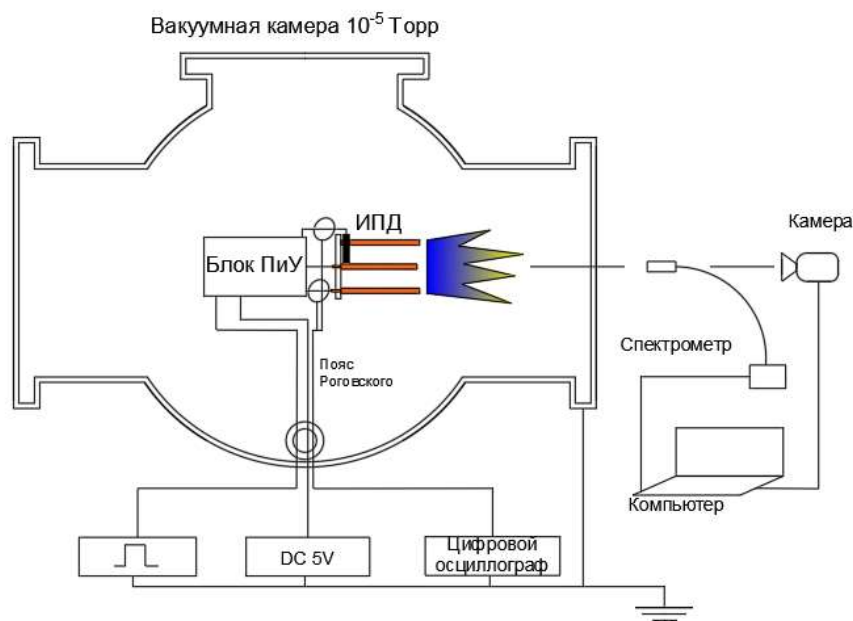
должно быть удалено дугой, то есть процесс подачи топлива происходит во время разряда [15]. Это приводит к позднему абляции. В предлагаемой системе при искровом разряде частицы уже попадают в область горения, затем происходит абляция, что приводит к двукратному процессу подачи топлива. Это упрощает систему поджига и дает преимущества при абляции.

Тем не менее, процесс подачи топлива и инициирования поджига требует дальнейшей оптимизации и оптимизации параметров системы питания. Для достижения максимальной эффективности работы двигателя необходимо точно настроить характеристики питания, такие как величина и длительность разряда, а также параметры напряжения и емкости конденсатора. Оптимизация данных параметров позволяет улучшить стабильность и управляемость процессов абляции и зажигания, что, в свою очередь, повышает производительность импульсных плазменных двигателей [17-19].

### Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в специализированной вакуумной камере, поддерживающей рабочее давление на уровне  $10^{-5}$  Торр, что соответствует космическому вакууму. Это позволяет более точно воспроизвести условия работы импульсного плазменного двигателя (ИПД). Камера

была оборудована двумя фланцами диаметром 180 мм и одним фланцем диаметром 300 мм, что обеспечивает необходимые условия для проведения экспериментальных исследований. Вся система ИПД, блок питания и управления, а также пояс Роговского была установлена внутри камеры (рис. 1).



**Рисунок 1** – Схема экспериментальной установки для исследования режимы работы коаксиального ИПД

В ходе эксперимента оценивалась работоспособность системы в условиях высокого вакуума. Все элементы установки, включая электродную

систему, механическую часть и электронику, а также платформа, на которой был установлен им-



пульсно-плазменный двигатель (ИПД), сохранили свою работоспособность без видимых отклонений.

Основная часть экспериментальной установки представляет собой твердотельный импульсный плазменный двигатель, основанный на трехэлектродной системе. На рис. 2 представлена принципиальная схема ИПД. Основными элементами конструкции являются анод (1), катод (2) и поджигающий (эродируемый) электрод (3).

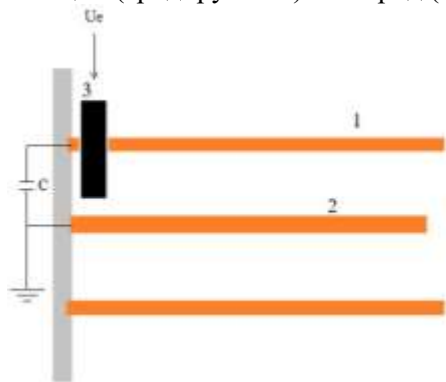


Рисунок 2 – Принципиальная схема ИПД

Катод и анод изготовлены из меди (Cu) и установлены коаксиально относительно друг друга в то время, когда поджигающий электрод по направлению установлен перпендикулярно обоим основным электродам. Расстояние между анодом и катодом составляет 6 мм. Поджигающий электрод из графитового цилиндра выполняет роль как твердого топлива, так и инициатора разряда. Геометрические параметры системы приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры прототипа ИПД

| Параметр                  | Размер |
|---------------------------|--------|
| Длина катода              | 27 мм  |
| Длина анода               | 29 мм  |
| Диаметр катода            | 4 мм   |
| Диаметр анода             | 16 мм  |
| Диаметр поджиг. электрода | 4 мм   |

Механизм иницирования разряда и ускорения плазмы между катодом и анодом можно изложить следующим образом: для запуска основного разряда (плазменной перемычки) необходимо сначала создать проводящий канал между катодом и анодом. Этот канал образуется в результате ионизации газа под воздействием первичных частиц, которые генерируются в искровом разряде, который возникает при прямом контакте поджигающего электрода с катодом, что приводит к электрической эрозии[20]. Искровой разряд

начинается с момента контакта этих элементов, поскольку на поджигающий электрод подается небольшой положительный потенциал (около 50 В) относительно катода.

Процесс поджига осуществляется с использованием линейного электромагнитного привода, который последовательно осуществляет механическое движение сердечника, прикрепленного к поджигающему электроду. При приложении напряжения 5 В от управляющего блока сердечник подводит электрод к контакту с катодом, что вызывает короткое замыкание и инициирует искровой разряд. Этот разряд становится стартовым импульсом для основного плазменного разряда между катодом и анодом, который обеспечивает работу двигателя.

После этого конденсаторы батареи разряжаются через созданный проводящий канал, и вся накопленная энергия переходит в газовый разряд. Это приводит к возникновению плазменной перемычки со значительным собственным магнитным полем. В результате на плазму начинает действовать сила Ампера, вызывающая ускорение плазменного потока в сторону выхода двигателя. Это ускорение создает тягу, при этом плазменная струя имеет направленную скорость [5].

## Результаты и обсуждение

### Разрядный ток

Импульсный разрядный ток был регистрирован с использованием пояса Роговского. Пояс Роговского представляет собой замкнутый соленоид, характеризующийся параметрами: число витков  $N = 500$ , индуктивное сопротивление катушки  $R_L = 1,6$  Ом, индуктивность катушки  $L = 2,06$  мкГн, добротность  $Q=2,28$ . Один из образцов осциллограммы разрядного тока ИПД представлен на рисунке 3.

Осциллограмма разрядного тока представляет собой затухающую кривую, характерную для импульсных плазменных ускорителей. Анализ осциллограммы позволяет определить время существования плазменной перемычки между электродами, которая составляет примерно 10 мкс. В аналогичных работах со схожими параметрами время существования плазмы и значения тока примерно одинаковы [4,21,22,24]. В эксперименте было зарегистрировано максимальное значение разрядного тока  $I_p = 5$  кА, при напряжении  $U_p = 1,4$  кВ.

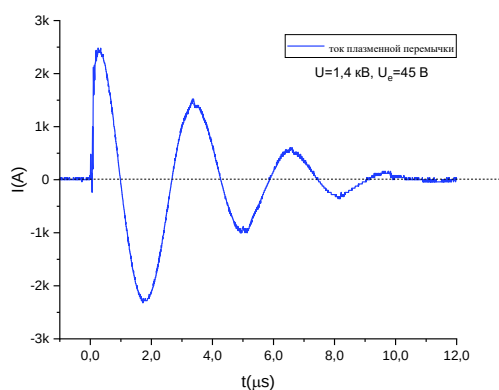


Рисунок 3 – Осциллограмма разрядного тока

### Спектральный анализ состава плазмы

Для получения эмиссионного спектра плазмы использован компактный волоконно-оптический спектрометр Optosky ATP2000, характеризующийся низким уровнем шума и высокой производительностью. Один из примеров спектроскопического анализа твердотельного импульсного плазменного двигателя, представлен на рисунке 4. Спектр включает линии атомов  $\text{Cl}$  с длинами волн 426,9, 588,95 и 656,87 нм,  $\text{CuI}$  с длинами волн 486,26, 678,72, 723,64 нм, а также линии атомов и молекулы остаточного воздуха и меди. Появление этих линий объясняется эрозией графитового и медных электродов при возникновении искрового разряда и взаимодействии с высокоэнергетической плазмой. Это также указывает на присутствие в плазменном потоке ионов углерода, образующихся в результате эрозии графитового электрода [8,23-26].

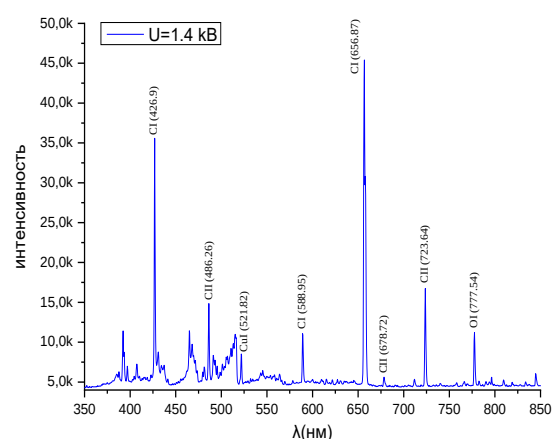


Рисунок 4 – Эмиссионный спектр плазмы в ИПД.

### Высокоскоростная съемка динамики образования плазмы

Высокоскоростная съемка данного процесса с использованием камеры CMOS Phantom VEO710S, настроенной на разрешение  $64 \times 64$  пикселей и экспозицию в 1,7 мкс, позволяет получить серию мгновенных кадров, фиксирующих этапы формирования плазменной перемычки и ее дальнейшее ускорение [27]. На изображениях (рис.5) видно последовательное развитие разряда: сначала происходит искровой поджиг (б), затем появляется первая плазменная перемычка (в), после чего формируется основной плазменный поток (г,д,е,ж), а за ним фиксируются продолжение искрового разряда (з,и,к). Эти явления указывают на сложность взаимодействий в процессе разряда и могут быть включены в дальнейший анализ в следующих экспериментах.

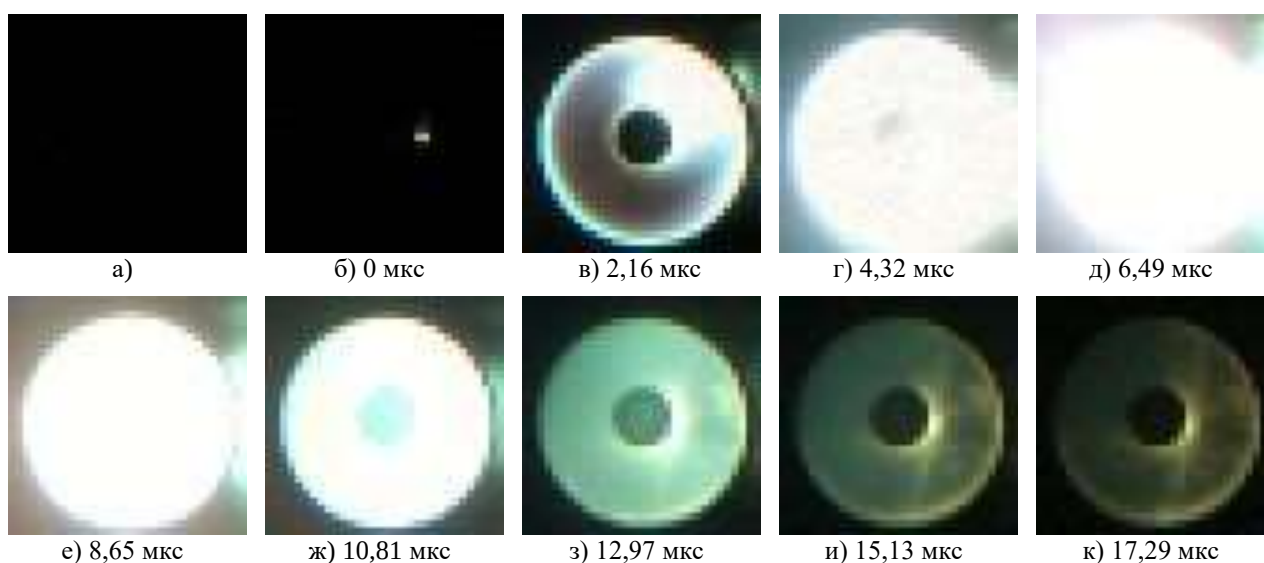


Рисунок 5 – Развитие и динамика импульсного разряда в межэлектродном пространстве. (диаметр внешнего электрода – 16мм, диаметр внутреннего электрода – 4мм).

### Осциллограмма тока и напряжения искрового разряда

Для исследования процессов короткого замыкания графитового поджигающего электрода модель ИПД был упрощен. Упрощенный стенд представляет собой двухэлектродную систему. Для получения искрового разряда между поджигающим электродом и катодом установлен конденсатор с определенной емкостью. Для получения осциллограмму тока использовался пояс Роговского. Одновременно был измерен ток и напряжение разряда поджига.

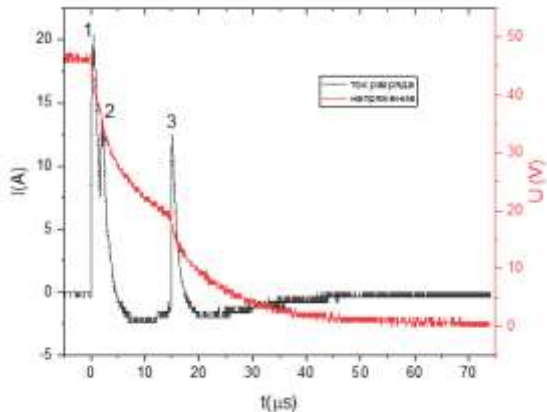
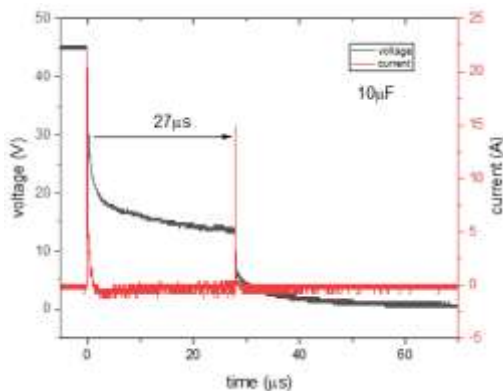


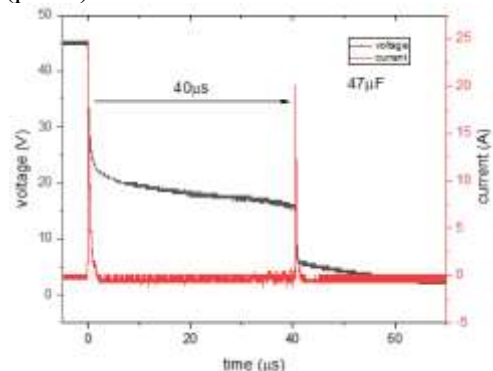
Рисунок 6 – Временная зависимость напряжения и тока в цепи поджига.

Во время прямого контакта электродов системы поджига наблюдается резкое увеличение импульса тока короткого замыкания с пиковым значением 20 А, и длительностью около 5 мкс. В данном случае этот импульс считается полезным, так как он является инициатором появления и поддержания основной плазменной перемычки, обеспечивая затравочными зарядами и топливом (атомы и молекулы углерода).

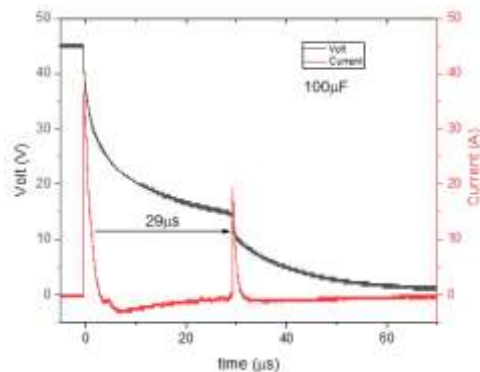
Также на рисунке 6 можно заметить обратное течение тока ( $> 5$  мкс) и появление более позднего положительного импульса тока ( $> 15$  мкс). Однако данное поведение тока системы поджига не влияет на работу двигателя, то есть не поддерживает горение основной плазменной перемычки, поскольку время жизни плазменной перемычки не превышает 10 мкс. Кроме того, происходит излишний расход топлива. Из этого следует, что необходимо оптимизировать горение разряда поджига и согласовать его с длительностью горения плазменной перемычки между электродами, которое составляет не более 10 мкс. Для определения оптимального значения емкости конденсатора и напряжения были проведены серия экспериментов. Ниже показаны примеры полученных осциллограмм тока и напряжения при различных емкостях и напряжениях питающего конденсатора (рис.7).



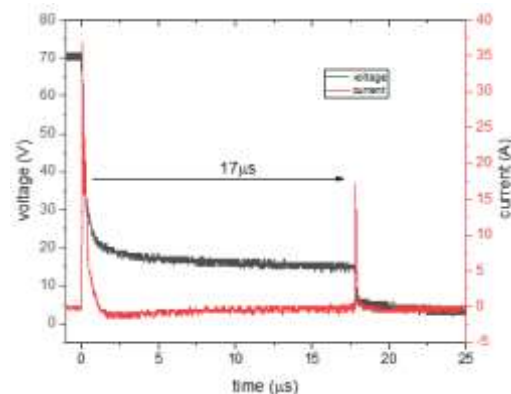
а



б



в



г

Рисунок 7 – Осциллограммы тока и напряжения при различных емкостях питающего конденсатора.

Эксперимент проводился с конденсаторами ёмкостью 10, 47 и 100 мкФ. При одинаковых напряжениях 45 В, с малой ёмкостью в 10 мкФ искра была слабой, а время между импульсами тока варьировалось от 20 до 60 мкс. При ёмкостях 47 мкФ и 100 мкФ искра была более заметной, а время между импульсами тока также значительно варьировалось.

Энергия разряда пропорциональна ёмкости и квадрату напряжения. Это означает, что уменьшение ёмкости и увеличение напряжения позволяют расходовать большую часть энергии в первом импульсе разряда. В экспериментах с конденсатором ёмкостью 10 мкФ при напряжении 70 В было показано (г), что от 0,25 Дж энергии при первом же разряде расходуется 0,23 Дж энергии, это порядка 92%, что указывает на его эффективность.

Для эффективного использования графитового топлива рекомендуется уменьшать ёмкость конденсатора и увеличивать напряжение. Дополнительные эксперименты с более высокими напряжениями и меньшей ёмкостью помогут определить оптимальные условия разряда. Такой подход позволит оптимизировать процесс разряда и повысить эффективность использования графитового электрода в различных приложениях.

## Заключение

В ходе проведённых экспериментов по изучению процессов поджига и подачи топлива в импульсном плазменном двигателе удалось определить оптимальные параметры системы поджига.

Анализ осциллограмм тока разряда основной и поджигающей системы, а также регистрация напряжения на конденсаторах позволило выявить отрицательных моментов, отрицательно сказывающихся на эффективности использования топлива. Спектральный анализ показал наличия частиц подаваемого топлива, что свидетельствует о корректности процесса его подачи и ионизации. С помощью высокоскоростной камеры зарегистрирована динамика образования плазмы. С помощью полученных рисунков было обнаружено наличие неэффективно использованного части топлива.

Важным этапом эксперимента стало упрощение системы для отдельного изучения процесса поджига. Были исследованы конденсаторы трех типов при разных значениях напряжения. На основании полученных данных был выбран тип ёмкости и напряжение для системы поджига. В результате этих исследований был выбран набор параметров для эффективного поджига, что позволит повысить производительность системы. Дальнейшая работа будет направлена на оптимизацию системы поджига и ее интеграцию в рабочие режимы импульсного плазменного двигателя.

## Благодарность

Данное исследование финансируется Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № AP19576858).

## Литература

- 1 Burton R.L., Turchi P.J. Pulsed plasma thruster // J. Propul. Power. – 1998. – Vol.14(5). – P.716–735.
- 2 Zhang Z., Ling W. Y. L., Tang, H., Cao, J., Liu, X., & Wang, N. A review of the characterization and optimization of ablative pulsed plasma thrusters // Reviews of Modern Plasma Physics. – 2019. – Vol.3(1).
- 3 Cho M.G., & Sung, H.-G. Numerical Modeling of Pulsed Plasma Thruster Performance with Teflon Ablation and Ionization. // International Journal of Aeronautical and Space Sciences. – 2019.
- 4 Junichiro Aoyagi, Masayuki Mukai, Yukiya Kamishima, Tsubasa Sasaki, Kouhei Shintani, Haruki Takegahara, Takashi Wakizono, Mitsuteru Sugiki, Total impulse improvement of coaxial pulsed plasma thruster for small satellite // Vacuum. – 2008. – Vol.83, Iss. 1. – P 72-76.
- 5 Frisbee R.H. Advanced space propulsion for the 21st century. // J. Propul. Power. – 2003. – Vol.19(6). – P.432–446.
- 6 Dosbolayev M.K., Igibayev Zh.B., Tazhen A.B., Ramazanov T.S. Preliminary Study of the Solid-State Pulsed Plasma Thruster Model with Graphite as a Propellant // Plasma Physics Reports. – 2022. – Vol. 48. No. 3. P. 263-270.
- 7 Tazhen A. B., Rayimkhanov Zh. R., Dosbolayev M. K., Ramazanov T. S. Generation and Diagnostics of Pulse Plasma Flows // Plasma Physics Reports. – 2020, № 4. – P.465-471
- 8 Keidar M, Boyd ID, Beilis II On the model of Teflon ablation in an ablation controlled discharge. // J Phys D. – 2001. – Vol. 34(11). – P.1675–1677.
- 9 Tianyi Hu, Zhiwen Wu, Tiankun Huang, Zhe Zhang, Lutong Yang, Song Zhang, Study on the influence of ignitor position on a coaxial pulsed plasma thruster // Vacuum. – 2023. – Vol.218.
- 10 Takeshi Miyasaka, Kouji Nishigaki, Yoshimasa Matsui, Makoto Asahara, Tomoya Inaba, Riku Ono, Shoki Kumagai, Impulse bit and ablation characteristics of double cylindrical pulsed plasma thruster // Vacuum. – 2021. – Vol.186.
- 11 Hao Fu, Zhiwen Wu, Tiankun Huang, Tianyi Hu, Song Zhang, Influences of initial voltage and electrode size on propellant surface evolution in a coaxial pulsed plasma thruster // Acta Astronautica – 2024. – Vol.222. – P.573-585.

- 12 Song Zhang, Zhiwen Wu, Tiankun Huang, Hao Fu, William Yeong Liang Ling, Study on the ablation of a pulsed plasma thruster with a non-volatile liquid propellant // *Vacuum*. – 2023. – Vol.216.
- 13 Hui Liu, Xiang Niu, Ming Zeng, Shangsheng Wang, Kai Cui, Daren Yu, Review of micro propulsion technology for space gravitational waves detection // *Acta Astronautica*. – 2022. – Vol.193. – P.496-510.
- 14 Xuhui Liu, Teng Li, Zhoubo Li, Hongpeng Ma, Shuzhou Fang, Design, fabrication and test of a solid propellant microthruster array by conventional precision machining // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2015. – Vol.236. – P.214-227.
- 15 Досболаев М.К., Үсенов Е.А. Қатты отынды иондыплазмалы қозғалтқыштың моделі және оның жұмыс істеу принципін зерттеу // *Ашық жүйелер эволюциясының проблемалары журналы*. – 2020. – №22. – Т. 2. – Б. 45-51.
- 16 Dosbolayev M.K., Tazhen A.B., Ramazanov T.S. Investigation and diagnostics of plasma flows in a pulsed plasma accelerator for experimental modelling of processes in tokamaks // *Eurasian Journal of Physics and Functional Materials*. – 2021. – Vol. 5(4). –P. 198-210.
- 17 Rui Zhang, Wenxiong Xi, QiangHuang. Influence of Different Energy Supply Methods on Performance of Ablative Pulsed Plasma Thrusters // *Front. Energy Res.*, 31 August 2021Sec. Electrochemical Energy Conversion and Storage. China. –2021. –Vol.9. –10.3389.
- 18 Jianjun W.U., Yu Zhang, YangO.U., Hua Zhang. Experimental investigation on the plasma morphology of ablative pulsed plasma thruster with tongue-shaped and flared electrodes // *Plasma Sci. Technol.*–2020. –Vol.22 –Art.No 094007.
- 19 AheievaK., ToyodaK., ChoM.Vacuum Arc Thruster Development and Testing for Micro and Nano Satellites // *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*. –2016. –Vol. 14. –P.Pb91-Pb97.
- 20 Huang, T., Wu, Z., Zhu, K. The energy distribution mechanism in an ablative pulsed plasma thruster// *Chin.Space Sci. Tech.*–2018. –Vol.38. –P.38–45.
- 21 Yi Liu, Fuchang Lin, Qin Zhang, Heqing Zhong. Design and Construction of a Rogowski Coil for Measuring Wide Pulsed Current // *IEEE Sensors Journal*. –February 2011. –Vol.11(1). –P.123-130.
- 22 KeidarM., BoydI.D., AntonsenE.L., BurtonR., SpanjersG.G. Optimization issues for a micropulsed plasma thruster // *J. Propul. Power*. –2006. –Vol. 22(1). –P.48–55.
- 23 Lau, Matthias & Herdrich, Georg. Plasma diagnostic with inductive probes in the discharge channel of a pulsed plasma thruster. 2014. *Vacuum*. 110. 165-171. 10.1016/j.vacuum.2014.07.023.
- 24 AntropovN.N., BogatyyA.V., DyakonovG.A., LyubinskayaN.V., PopovG.A., SemenikhinS.A., TyutinV.K., KhrustalevM.M., YakovlevV.N.A New Stage in the Development of Ablative Pulsed Plasma Thrusters at the RIAME // *Solar System Research*. –2012. –Vol.46. –P.531-541.
- 25 Schönherr, Tony & Herdrich, Georg. Propellant Utilization Efficiency in a Pulsed Plasma Thruster. *Journal of Propulsion and Power*. 2013. 29. 1478-1487. 10.2514/1.B34789.
- 26 Mengcheng Huang, William Yeong Liang Ling, Song Zhang, Xiangyang Liu, Ningfei Wang, Spectroscopic plasma plume study of a non-volatile liquid-fed pulsed plasma thruster // *Acta Astronautica*. – 2022. – Vol.198. – P.76-86, <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.05.026>.
- 27 Arsenii Riazantsev, Maciej Jakubczak, Olgierd Cichorek, Jacek Kurzyna, Side and front fast imaging of solid and liquid fed ablative pulsed plasma thruster's discharge // *Acta Astronautica*. – 2024. – Vol.225. –P.583-594 <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.09.025>.

## References

- 1 R.L. Burton and P.J. Turchi, *J. Propul. Power* 14(5), 716–735 (1998).
- 2 Z. Zhang, W.Y.L. Ling, H. Tang, J. Cao, X. Liu and N. Wang, *Rev. Mod. Plasma Phys.* 3(1) (2019). <https://doi.org/10.1007/s41614-019-0020-6>.
- 3 M.G. Cho and H.-G. Sung, *Int. J. Aeronaut. Space Sci.* 20(1), 40–49 (2019). <https://doi.org/10.1007/s42405-018-0008-7>.
- 4 J. Aoyagi, M. Mukai, Y. Kamishima, T. Sasaki, K. Shintani, H. Takegahara, T. Wakizono, M. Sugiki and T. Wakizono, *Vacuum* 83(1), 72–76 (2008).
- 5 R.H. Frisbee, *J. Propul. Power* 19(6), 432–446 (2003).
- 6 M.K. Dosbolayev, Zh.B. Igibayev, A.B. Tazhen and T.S. Ramazanov, *Plasma Phys. Rep.* 48(3), 263–270 (2022).
- 7 A.B. Tazhen, Zh.R. Rayimkhanov, M.K. Dosbolayev and T.S. Ramazanov, *Plasma Phys. Rep.* 46(4), 465–471 (2020).
- 8 M. Keidar, I.D. Boyd and I.I. Beilis, *J. Phys. D* 34(11), 1675–1677 (2001).
- 9 T. Hu, Z. Wu, T. Huang, Z. Zhang, L. Yang and S. Zhang, *Vacuum* 218 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.111117>.
- 10 T. Miyasaka, K. Nishigaki, Y. Matsui, M. Asahara, T. Inaba, R. Ono and S. Kumagai, *Vacuum* 186 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110005>.
- 11 H. Fu, Z. Wu, T. Huang, T. Hu and S. Zhang, *Acta Astronaut.* 222, 573–585 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.103383>.



- 12 S. Zhang, Z. Wu, T. Huang, H. Fu and W.Y.L. Ling, Vacuum 216 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2023.111123>.
- 13 H. Liu, X. Niu, M. Zeng, S. Wang, K. Cui and D. Yu, Acta Astronaut. 193, 496–510 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.12.012>.
- 14 X. Liu, T. Li, Z. Li, H. Ma and S. Fang, Sens. Actuators A 236, 214–227 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.sna.2015.09.006>.
- 15 M.K. Dosbolayev and E.A. Usenov, Probl. Evol. Open Syst. 22(2), 45–51 (2020).
- 16 M.K. Dosbolayev, A.B. Tazhen and T.S. Ramazanov, Eurasian J. Phys. Funct. Mater. 5(4), 198–210 (2021).
- 17 R. Zhang, W. Xi and Q. Huang, Front. Energy Res. 9 (2021). <https://doi.org/10.3389/fenrg.2021.740924>.
- 18 J. Wu, Y. Zhang, Y. Ou and H. Zhang, Plasma Sci. Technol. 22, 094007 (2020). <https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab9387>.
- 19 K. Aheieva, K. Toyoda and M. Cho, Trans. JSASS Aerosp. Tech. Japan 14, Pb91–Pb97 (2016).
- 20 T. Huang, Z. Wu and K. Zhu, Chin. Space Sci. Tech. 38, 38–45 (2018).
- 21 Y. Liu, F. Lin, Q. Zhang and H. Zhong, IEEE Sens. J. 11(1), 123–130 (2011). <https://doi.org/10.1109/JSEN.2010.2050197>.
- 22 M. Keidar, I.D. Boyd, E.L. Antonsen, R. Burton and G.G. Spanjers, J. Propul. Power 22(1), 48–55 (2006).
- 23 M. Lau and G. Herdrich, Vacuum 110, 165–171 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.07.023>.
- 24 N.N. Antropov, A.V. Bogatyy, G.A. Dyakonov, N.V. Lyubinskaya, G.A. Popov, S.A. Semenikhin, V.K. Tyutin, M.M. Khrustalev and V.N. Yakovlev, Sol. Syst. Res. 46, 531–541 (2012).
- 25 T. Schönherr and G. Herdrich, J. Propul. Power 29, 1478–1487 (2013). <https://doi.org/10.2514/1.B34789>.
- 26 M. Huang, W.Y.L. Ling, S. Zhang, X. Liu, and N. Wang, Acta Astronautica 198, 76–86 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.05.026>.
- 27 A. Riazantsev, M. Jakubczak, O. Cichorek, J. Kurzyna, Acta Astronautica 225, 583–594 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.09.025>.

#### История статьи:

Поступила 30 ноября 2024

Принята 17 февраля 2025

#### Article history:

Received 30 November 2024

Accepted 17 February 2025

#### Сведения об авторах:

1. **Ж.Б. Игибаев** (автор-корреспондент) – магистр, научный сотрудник, НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан, email: [igizhan09@gmail.com](mailto:igizhan09@gmail.com)

2. **М.Қ. Досболаев** – ассоциированный профессор, НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан, email: [merlan@physics.kz](mailto:merlan@physics.kz)

#### Information about authors:

1. **Zh.B. Igibayev** – Master, Research Scientist, Research Institute of Experimental and Theoretical Physics, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: [igizhan09@gmail.com](mailto:igizhan09@gmail.com)

2. **M.K. Dosbolayev** – Associate Professor, Research Institute of Experimental and Theoretical Physics, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, email: [merlan@physics.kz](mailto:merlan@physics.kz)



N.Kh. Bastykova<sup>1,2\*</sup> , S.K. Kodanova<sup>1,2</sup> , T.S. Ramazanov<sup>1,2</sup> ,  
O.D. Kosymbekov<sup>1,2</sup> 

<sup>1</sup>Institute of Applied Sciences and Information Technology, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Institute for Experimental and Theoretical Physics, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail. [bastykova\\_nuriya@physics.kz](mailto:bastykova_nuriya@physics.kz)

## THE PARTICLE SIZE EFFECT ON THE COLLISION PROCESSES IN COMPLEX PLASMA

In this paper, the impact of dust particle size on the collision processes of ions with dust particles is investigated on the basis of the modified Yukawa potential. The scattering and absorption of an ion in the field of a dust particle with different radius are considered. The scattering angles of ions in the field of a charged dust particle at different impact parameters are calculated. The scattering and absorption cross sections of ions in the field of a dust particle were obtained considering their size in a wide range of coupling parameters. And also, the ion drag force acting on the charged dust particle is investigated. The orbital and collector parts of the ion entrainment force are obtained for different dust particle radii. The results show that taking into account the dust particle radius leads to a sufficient change in both the momentum transfer cross section and the ion entrainment force. It is found that accounting for dust particle size leads to a decrease in the force due to ion scattering and, conversely, to an increase in the force due to ion absorption. The results of this work can be useful for studying wave phenomena, configuration and arrangement of dust structures, rotation of dust clusters in a magnetic field, dispersion of low-frequency oscillations, formation of voids, and other collective processes.

**Keywords:** complex plasma, dust particle, collision processes, momentum transfer cross section, ion drag force.

Н.Х. Бастықова<sup>1,2\*</sup>, С.К. Қоданова<sup>1,2</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1,2</sup>, О.Д. Қосымбеков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Алматы қ., Қазақстан

<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФФИ, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: [bastykova\\_nuriya@physics.kz](mailto:bastykova_nuriya@physics.kz)

## Бөлшектер өлшемінің кешенді плазмадағы соқтығысу процестеріне әсері

Бұл жұмыста Юкаваның модификацияланған потенциалы негізінде тозаңды бөлшектердің өлшемдерін ескере отырып, иондардың тозаңды бөлшектермен соқтығысу процестеріне әсері зерттелді. Радиустары әртүрлі тозаңды бөлшектерінің өрісінде ионның шашырауы мен жұтылуы қарастырылды. Әртүрлі нысана параметрлері үшін зарядталған тозаңды бөлшектерінің өрісіндегі иондардың шашырау бұрыштары есептелді. Тозаңды бөлшек өрісіндегі иондардың шашырау және жұтылу қималары байланыс параметрлерінің кең диапазонында олардың өлшемдерін ескере отырып алынды. Сондай-ақ зарядталған тозаңды бөлшектеріне әсер ететін иондық қарпу күші зерттелді. Тозаңды бөлшектерінің әртүрлі радиустары үшін иондық қарпу күшінің орбиталық және коллекторлық бөліктері алынды. Алынған нәтижелер тозаңды бөлшектерінің радиусын есепке алу импульсті тасымалдау қимасының да, иондық қарпу күшінің де жеткілікті өзгеруіне әкелетінін көрсетеді. Анықталғандай, тозаңды бөлшектерінің мөлшерін есепке алу иондардың шашырауынан болатын күштің төмендеуіне және керісінше иондардың жұтылуынан болатын күштің жоғарылауына әкеледі. Бұл жұмыстың нәтижелері толқындық құбылыстарды, тозаңды құрылымның конфигурациясын және орналасуын, магнит өрісінде тозаңды кластерлердің айналуын, төменгі жиілікті тербелістердің дисперсиясын, вейдтың пайда болуын және басқа да ұжымдық процестерді зерттеу үшін пайдалы болуы мүмкін.

**Түйін сөздер:** кешенді плазма, тозаңды бөлшектер, соқтығысу процестері, импульсті тасымалдау қимасы, иондық қарпу күші.

Н.Х. Бастыкова<sup>1,2\*</sup>, С.К. Коданова<sup>1,2</sup>, Т.С. Рамазанов<sup>1,2</sup>, О.Д. Косымбеков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладных наук и информационных технологий, г.Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, г.Алматы, Казахстан

\*e-mail. [bastykova\\_nuriya@physics.kz](mailto:bastykova_nuriya@physics.kz)

## Влияние размера частиц на процессы столкновения в комплексной плазме

В данной работе были исследованы влияние размера пылевых частиц на процессы столкновения ионов с пылевыми частицами на основе модифицированного потенциала Юкавы. Были рассмотрены рассеяние и поглощение иона в поле пылевой частицы с различным радиусом. Были рассчитаны углы рассеяния ионов в поле заряженной пылевой частицы при различных прицельных параметрах. Были получены сечения рассеяния и поглощения ионов в поле пылевой частицы с учетом их размера в широком диапазоне параметров связи. А также была исследована сила ионного увлечения, действующая на заряженную пылевую частицу. Для различных радиусов пылевых частиц были получены орбитальная и коллекторная части силы ионного увлечения. Полученные результаты показывают, что учет радиуса пылевых частиц приводит к достаточному изменению как сечения переноса импульса, так и силы ионного увлечения. Как выяснилось, учет размера пылевых частиц приводит к уменьшению силы, обусловленной рассеиванием ионов, и, наоборот, к увеличению силы, обусловленной поглощением ионов. Результаты данной работы могут быть полезны для изучения волновых явлений, конфигурации и расположения пылевых структур, вращения пылевых кластеров в магнитном поле, дисперсии низкочастотных колебаний, образования войдов и других коллективных процессов.

**Ключевые слова:** комплексная плазма, пылевая частица, процессы столкновения, сечение переноса импульса, сила ионного увлечения.

## Introduction

A number of the fundamental problems concerning dusty plasma is currently in the focus of experimental [1–3] and theoretical [4, 5] studies in laboratory room gas discharge, astrophysical plasmas, as well as various technological processes [6]. Collision processes between charged plasma particles are crucial for examining the transport characteristics of complex plasmas.

The ion drag force resulting from collisions between charged plasma particles influences wave phenomena, the configuration and arrangement of dust structures, the rotation of dust clusters in magnetic fields, the dispersion of low-frequency oscillations, the formation of voids, and other collective processes [7–12].

In studying collisional processes, understanding the interaction between charged particles is crucial. Currently, many studies focus on collisional processes based on the Yukawa potential, where the size of the dust particle is not considered.

In this paper, on the basis of the modified Yukawa potential the collision processes of positively charged ions with the dust particles have been investigated considering their size. The collision process is characterized by the following dimensionless parameters: the coupling parameter  $\beta = e^2 Z_d / m v^2 \lambda$ , the impact parameter  $\rho / \lambda$  and the radius of the dust particle normalized to the Debye length  $a / \lambda$ .

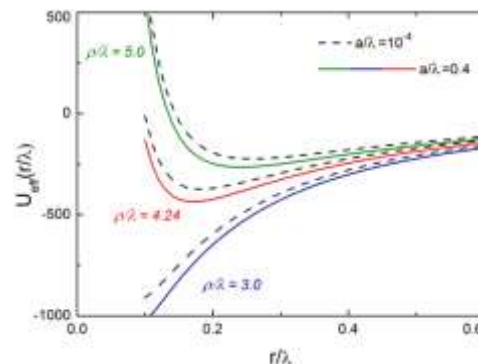
## Theory of interaction

This paper explores the collision processes between a positively charged ion and a dust particle using a modified Yukawa interaction potential that incorporates the effect of the dust particle's finite size [13]:

$$U(r) = -\frac{e^2 Z_d}{(1 + a k_D) r} \exp(-(r - a) k_D), \quad (1)$$

where  $r$  is the interparticle distance,  $k_D$  is screening length,  $a$  is the dust particle radius. In case  $a \rightarrow 0$ , the modified Yukawa potential (1) corresponds to the Yukawa interaction potential

$$U(r) = -e^2 Z_d \exp(-r k_D) / r.$$



**Figure 1** – The effective potential (2) for the radial motion of ions in the field of the dust particle with radius  $a/\lambda = 10^{-4}$  and  $a/\lambda = 0.4$  at  $\rho/\lambda = 3.0; 4.24; 5.0$

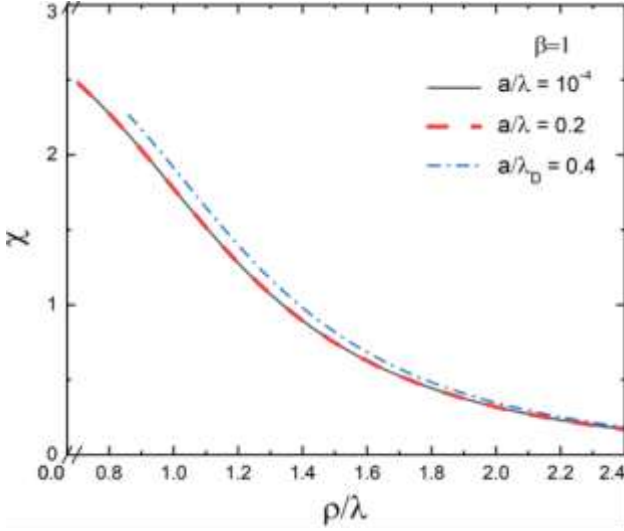
## Collision processes

### A. Scattering

Let's examine the collision between a positively charged ion and a stationary charged dust particle. The ion's motion within the central force field of the charged dust particle is described by the effective interaction potential energy  $U_{\text{eff}}$ , given by: [14-16]:

$$\frac{U_{\text{eff}}(r, \rho)}{E} = \frac{\rho^2}{r^2} + \frac{U(r)}{E} \quad (2)$$

where  $E = mv_\infty^2/2$  represents the initial kinetic energy of the projectile (before the collision), and  $\rho$  is the impact parameter. The first term on the right side of equation (2) arises from the centrifugal repulsive force [14-16]. The following equation gives the scattering angle of the projectile based on the impact parameter:



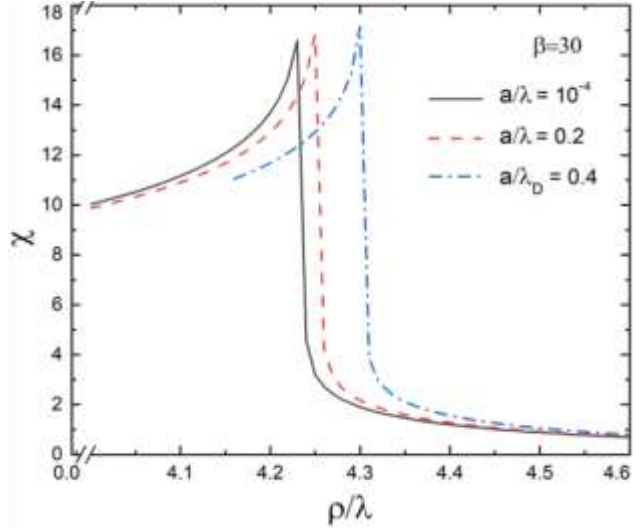
$$\chi(\rho) = |\pi - 2\varphi(\rho)| \quad (3)$$

where  $\varphi(\rho) = \rho \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{1 - U_{\text{eff}}(r, \rho)}}$ .

The scattering cross section can be calculated using the scattering angle (3) in the following manner [25]:

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos \chi(\rho)) \rho d\rho \quad (4)$$

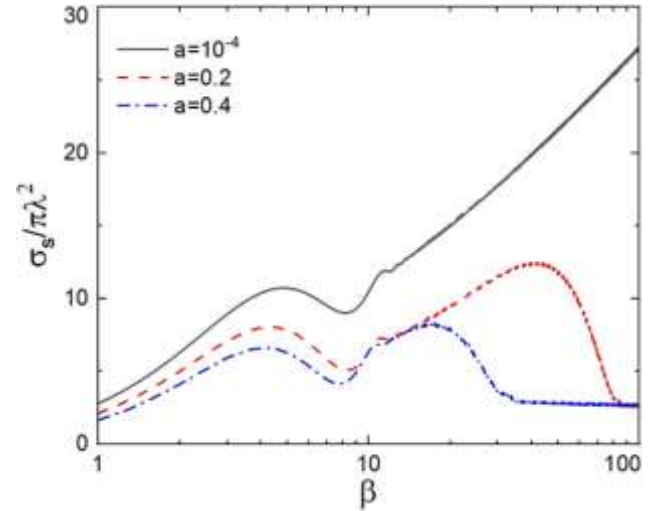
The calculation considers the physical condition that  $r_0$  is greater than  $a$ . Let us discuss the obtained results of scattering processes of ion in the field of charged dust particle with taking into account its size. The effective potential (2) the radial motion of ions in the field of the dust particle with radius  $a/\lambda = 10^{-4}$ ; 0.4 at  $\beta = 100$  and different impact parameters  $\rho/\lambda = 3.0$ ; 4.24, 5.0 are shown in figure 1.



**Figure 2** – The dependence of scattering angle on impact parameter for particles of different sizes at  $\beta = 1$  and  $\beta = 30$

In figure 2 the dependence of scattering angle on impact parameter for particles of different sizes at  $\beta = 1$  and  $\beta = 30$  are shown. As can be seen from the figures, the influence of dust particle size is enhanced with the increase of the coupling parameter  $\beta$ , i.e. at strong interaction of the ion with the dust particle  $\beta \gg 1$ .

As previously discussed in the works [15,16], the manifestation of the effect is observed where finite motion of the ion is observed in the field of a dust particle with a large scattering angle at a critical impact parameter  $\rho_*/\lambda = 4.24$  and  $\beta = 30$  for  $\alpha = 10^{-4}$ . This effect is preserved, with a small shift in the critical impact parameter  $\rho_*/\lambda = 4.27$  for  $\alpha = 0.2$  and  $\rho_*/\lambda = 4.33$  for  $\alpha = 0.4$ .



**Figure 3** – The dependence of scattering cross section on the coupling parameter for particles of different sizes

Further the scattering cross section (4) has been obtained as a function of the coupling parameter for dust coupling parameter for dust particles of different sizes, which is presented in figure 3. The results show that the consideration of dust particle size leads to a significant reduction of ion scattering around the dust particle. It can also be seen that the number of scattered ions almost becomes negligible from the coupling parameter  $\beta > 100$  for  $\alpha = 0.2$  and  $\beta > 40$  for  $\alpha = 0.4$ .

### B. Capturing

The contact collision cross section is determined from the capture collision (contact collision) parameter  $\rho_c(\beta)$ , which corresponds to the impact parameter at which the distance of closest approach ( $r_{\min}$ ) corresponds to the contact of the projectile with the dust particle surface [17, 18]. It is assumed that any projectile (ion) with  $\rho < \rho_c$  is considered to be captured by a charged dust particle. By knowing  $\rho_c(\beta)$  we can calculate the scattering cross section as [17]:

$$\sigma_c(\beta) = \pi \rho_c^2(\beta). \quad (5)$$

The parameter  $\rho_c$  is determined by the condition that the closest approach distance,  $r_0$ , is less than the radius of the dust particle,  $a$ . This condition ensures an accurate representation of the particle interaction. The closest approach distance ( $r_0$ ) is computed from the relation  $U_{eff}(r, \rho) = 1$ . The dependence of collection cross section on the coupling parameter for dust particles of different sizes are given in figure 4. As expected, accounting for dust particle size resulted in an increase in the collection cross section. In figure 5 are shown the dependence of momentum transfer cross section on the coupling parameter for dust particles of different sizes. The momentum transfer cross section is the sum of scattering and collection cross sections. The figure shows that up to  $\beta \leq 10$ , the weak interaction, i.e., the energy of the colliding particle (ion) is high enough to overcome the potential barrier of the dust particle. In this case, there is mostly scattering of the ion in the field of the dust particle compared to the absorption of the ion by the dust particle. Thus, this leads to a decrease of the total transport cross section as well as the scattering cross section. At strong interaction when  $\beta > 10$  the absorption process begins to dominate, thus increasing the total transport cross section.

### Ion drag force

The total ion drag force consists of the collection force  $F_d^{coll}$  from ions impacting the dust particle and the orbital force  $F_d^{orb}$  from deflected ions

$$F_d = F_d^{orb} + F_d^{coll}, \quad (6)$$

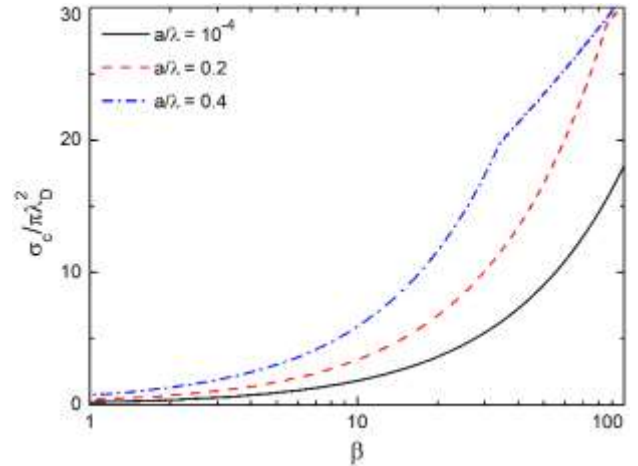
The orbital component of the ion drag force at drift velocity  $u$  is calculated using an integral over the shifted Maxwell distribution [19]:

$$F_d^{coll}(u) = \frac{2^{1/2} n_i m_i}{\pi^{1/2} v_{Ti} u} \int_0^\infty \sigma(v) v^3 \exp\left(-\frac{(v-u)^2}{2v_{Ti}^2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{2uv}{v_{Ti}^2}\right) - \frac{v_{Ti}^2}{2uv} (1 - \exp\left(\frac{2uv}{v_{Ti}^2}\right))\right) dv \quad (7)$$

where,  $v_{Ti} = (k_B T_i / m_i)^{1/2}$  represents the ion thermal velocity. The collection component of the ion drag force is obtained from the following equation [20]:

$$F_d^{coll} = n_i v_s m_i v_i \pi \rho_c^2 \quad (8)$$

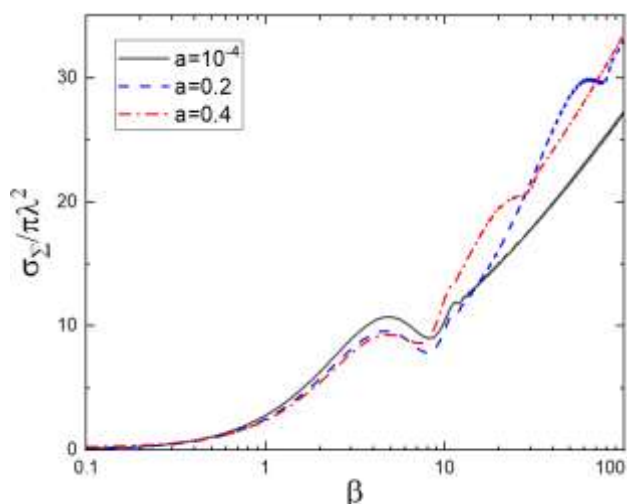
where,  $v_s = (v_i^2 + 8\kappa_B T_i / (\pi m_i))^{1/2}$  is the ion thermal speed.



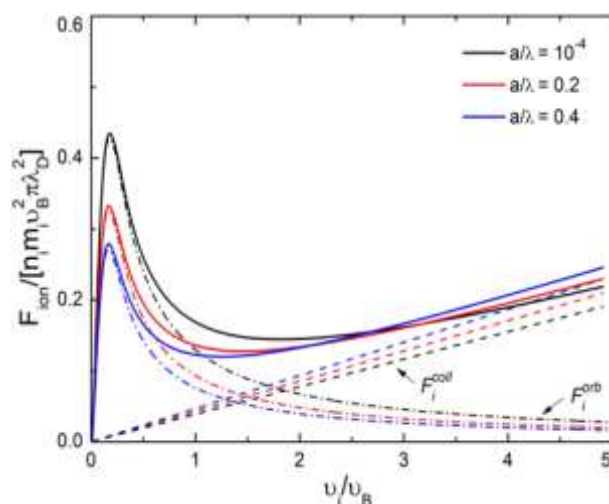
**Figure 4** – The dependence of collection cross section on the coupling parameter for dust particles of different sizes

The dependence of ion drag force on the velocity for dust particles of different sizes is shown in figure 6. In figure the total ion drag force (6) (solid line), orbital part (7) (dash dot line) and collection part (8) (dash line) of the ion drag force are presented for different values of dust particle radius. The results presented in figure 6 were obtained using the cross-sections calculated for the potential (1). As can be seen from the figure, taking into account the particle size leads to a reduction of the orbital part of the ion drag force, while the collection part of the ion drag force conversely grows.

For Argon plasma with the density of electrons and ions  $5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-3}$ , the temperature of electrons (ions)  $T_e = 3 \text{ eV}$  ( $T_i = 0.03 \text{ eV}$ ), and the dust particle radius  $a = 3.62$  ( $a/\lambda = 0.2$ ),  $a = 7.25$  ( $a/\lambda = 0.4$ ) corresponds to the charge  $Z_d = 5735$  ( $Z_d = 11484$ ).



**Figure 5** – The dependence of momentum transfer cross section on the coupling parameter for dust particles of different sizes



**Figure 6** – The dependence of ion drag force on the velocity for dust particles of different sizes. The dash line corresponds to the collection component of the ion drag force

## Conclusions

The collision processes of charged particles have been investigated on the basis of the modified Yukawa potential considering the dust particle radius. The scattering as well as the capturing of ion in the field of charged dust particle with different radius are considered. The orbital and collection parts of ion drag force are obtained on the basis of the cross sections for different dust particle radius in a wide range of the coupling parameter. Accounting the dust particle radius led to a sufficient change for both the

momentum transfer cross section and the ion drag force. As it is found out, taking into account the size of dust particles leads to a reduction of the force due to scattering ions and on the reverse increases the force due to absorbing ions.

## Acknowledgments

This research is funded by the Science Committee of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (Grant AP19577935).

## References

- 1 Abdirakhmanov A. R., Bastykova N. K., Kodanova S. K., and Ramazanov T. S. Ion core effect on scattering processes in dense plasmas // *Physics of Plasmas*. – 2021. – No. 28. – P. 074503.
- 2 Orazbayev S., Utegenov A., Zhunisbekov A., Slamziya M., Dosbolayev M., and Ramazanov T. // *Contributions to Plasma Physics*. – 2018. – No. 58. – P. 961.
- 3 Kodanova S., Abdirakhmanov A., D'yachkov L., Bastykova N., and Ramazanov T. The effect of magnetic field on diffusion and drift of electrons in helium and xenon // *Contributions to Plasma Physics*. – 2022. – No. 62. – P. e202100254.
- 4 Mann I. // *Advances in Space Research*. – 2008. – No. 41. – P. 160.
- 5 Hoang T. and Lazarian A. // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – No. 761. – P. 96.
- 6 Orazbayev S.A. // *Nanotechnology*. – 2021. – No. 32. – P. 96.
- 7 Kilgore M. D., Daugherty J. E., Porteous R. K., and Graves D. B. // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – No. 73. – P. 7195.
- 8 Barnes M. S., Keller J. H., Forster J. C., O'Neill J. A., and Coultas D. K. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – No. 68. – P. 313. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.313
- 9 Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfill G. E., and Thomas H. M. Ion drag force in complex plasmas // *Phys. Rev. E*. – 2002. – No. 66. – P. 046414. DOI: 10.1103/PhysRevE.66.046414



- 10 Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfill G. E., and Zhdanov S. K. Scattering in the Attractive Yukawa Potential in the Limit of Strong Interaction // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – No. 90. – P. 225002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.225002
- 11 Kodanova S. K., Ramazanov T. S., Bastykova N. K., and Moldabekov Z. A. // *Physics of Plasmas*. – 2015. – No. 22. – P. 063703.
- 12 Bastykova N., Kodanova S., Ramazanov T., and Moldabekov Z. // *Contributions to Plasma Physics*. – 2018. – No. 58. – P. 198.
- 13 Yang F., Kong W., Liu S., and Li Y. // *Physics of Plasmas*. – 2020. – No. 27. – P. 113702.
- 14 Landau L. and Lifshitz E. *Mechanics*. – Pergamon, Oxford, 1960.
- 15 Isanova M.K., Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Kenzhebekova A.I. Investigation of the scattering of electrons by ions in the plasma of inertial confinement fusion in a magnetic field // *Recent Contributions to Physics*. – 2021. – No. 3 (78) – P. 14. (in Russ) DOI: 10.26577/RCPH.2021.v78.i3.02
- 16 Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Moldabekov Zh.A., Agataeva A.A // *Recent Contributions to Physics* – 2018. – No. 2 (65) – P. 44. (in Russ)
- 17 Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfill G. E. Momentum transfer in complex plasmas // *Phys. Rev. E*. – 2004. – No. 70. – P. 056405. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.056405
- 18 Fortov V. E. *Dusty plasma: Theory and Experiment* // *Encyclopedia of Low-Temperature Plasma*. – Moscow, Nauka, 2006.
- 19 Piel A., Arp O., Block D., Pilch I., Trottenberg T., Kading S., Melzer A., Baumgartner H., Henning C., and Bonitz M. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2008. – No. 50. – P. 124003.
- 20 Barnes M. S., Keller J. H., Forster J. C., O'Neill J. A., and Coultas D. K. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – No. 68.

## References

- 1 A.R. Abdirakhmanov, N.K. Bastykova, S.K. Kodanova, and T.S. Ramazanov, *Physics of Plasmas* 28, 074503 (2021).
- 2 S. Orazbayev, A. Utegenov, A. Zhunisbekov, M. Slamyiya, M. Dosbolayev, and T. Ramazanov, *Contributions to Plasma Physics* 58, 961 (2018).
- 3 S. Kodanova A., Abdirakhmanov L., D'yachkov N., Bastykova, and T. Ramazanov, *Contributions to Plasma Physics* 62, e202100254 (2022).
- 4 I. Mann, *Advances in Space Research* 41, 160 (2008).
- 5 T. Hoang and A. Lazarian, *The Astrophysical Journal* 761, 96 (2012).
- 6 S.A. Orazbayev, *Nanotechnology* 32 (2021).
- 7 M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous, and D. B. Graves, *Journal of Applied Physics* 73, 7195 (1993).
- 8 M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, *Phys. Rev. Lett.* 68, 313 (1992).
- 9 S.A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas, *Phys. Rev. E* 66, 046414 (2002).
- 10 S.A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and S. K. Zhdanov, *Phys. Rev. Lett.* 90, 225002 (2003).
- 11 S.K. Kodanova, T. S. Ramazanov, N. K. Bastykova, and Z. A. Moldabekov, *Physics of Plasmas* 22, 063703 (2015).
- 12 N. Bastykova, S. Kodanova, T. Ramazanov, and Z. Moldabekov, *Contributions to Plasma Physics* 58, 198 (2018).
- 13 F. Yang, W. Kong, S. Liu, and Y. Li, *Physics of Plasmas* 27, 113702 (2020).
- 14 L. Landau and E. Lifshitz, *Mechanics* (Pergamon, Oxford, 1960).
- 15 M.K. Isanova, S.K. Kodanova, N.Kh. Bastykova, A.I. Kenzhebekova, *Recent Contributions to Physics* 3 (78), 14 (2021). (in Russ.)
- 16 T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova, N.Kh. Bastykova, Zh.A. Moldabekov, A.A. Agataeva, *Recent Contributions to Physics* 2 (65), 44 (2018). (in Russ.)
- 17 S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* 70, 056405 (2004).
- 18 V.E. Fortov, *Dusty plasma: Theory and Experiment*, in *Encyclopedia of Low-Temperature Plasma* (Moscow, Nauka, 2006).
- 19 A. Piel, O. Arp, D. Block, I. Pilch, T. Trottenberg, S. Kaeding, A. Melzer, H. Baumgartner, C. Henning, and M. Bonitz, *Plasma Physics and Controlled Fusion* 50, 124003 (2008).
- 20 M.S. Barnes, J.H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, *Physical review letters* 68, 313 (1992).

### Article history:

Received 19 February 2025

Received in revised form 12 March

Accepted 17 March 2025

### Мақала тарихы:

Түсті – 19.02.2025

Түзетілген түрде түсті – 12.03.2025

Қабылданды – 17.03.2025



**Information about authors:**

**Nuria Bastykova** (corresponding author) – PhD, Ass.Prof., Institute of Applied Sciences and Information Technology, IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: [bastykova\\_nuriya@physics.kz](mailto:bastykova_nuriya@physics.kz)

**Sandugash Kodanova** – Cand.Phys.-Math. Sc, Prof. Institute of Applied Sciences and Information Technology, IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: [kodanova@physics.kz](mailto:kodanova@physics.kz)

**Tlekkabul Ramazanov** – Dr. Phys.Math.Sc., Prof., Institute of Applied Sciences and Information Technology, IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: [ramazan@physics.kz](mailto:ramazan@physics.kz)

**Orazaly Kosymbekov** – Institute of Applied Sciences and Information Technology, IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: [orazalykasymbekov1@gmail.com](mailto:orazalykasymbekov1@gmail.com)

**Авторлар туралы мәлімет:**

**Нүрия Бастықовы** (автор-корреспондент) – PhD, Қауым.проф. Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, ЭТФҒЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: [bastykova\\_nuriya@physics.kz](mailto:bastykova_nuriya@physics.kz)

**Сандұғаш Қоданова** – ф.-м.ғ.к., проф. Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: [kodanova@physics.kz](mailto:kodanova@physics.kz)

**Тлекқабұл Рамазанов** – ф.-м.ғ.д., проф., Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, ЭТФҒЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: [ramazan@physics.kz](mailto:ramazan@physics.kz)

**Оразалы Қосымбеков** – Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, ЭТФҒЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: [orazalykasymbekov1@gmail.com](mailto:orazalykasymbekov1@gmail.com)

МРНТИ 29.27.47

<https://doi.org/10.26577/RCPh20259218>Е.О. Шаленов<sup>1\*</sup>, К.Н. Джумагулова<sup>1,2</sup>, Е.А. Ташкенбаев<sup>1</sup>,Е.С. Сейтқожанов<sup>1,2</sup>, М.Н. Джумагулов<sup>1</sup><sup>1</sup>Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И. Сатпаева,  
г. Алматы, Казахстан<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, г. Алматы, Казахстан\*e-mail: [Shalenov.erik@physics.kz](mailto:Shalenov.erik@physics.kz)

## О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОЗИТРОНОВ С АТОМАМИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

Исследованы процессы упругого рассеяния позитронов на атомах водорода и гелия на основе потенциала оптического взаимодействия. Задача решена с использованием уравнения Калоджеро для определения фазовых сдвигов. Полученные фазовые сдвиги для s-, p- и d-волн демонстрируют характерные закономерности при увеличении энергии позитрона. Сравнение наших результатов с предыдущими исследованиями подтвердило их достоверность. Также изучена зависимость дифференциального сечения рассеяния от угла рассеяния и энергии позитрона. Исследование взаимодействий позитрона с атомами имеет важное значение для понимания фундаментальных атомных процессов и находит применение в различных областях, включая исследования антиматерии и методы медицинской визуализации. В данной работе мы применили метод оптического потенциала для моделирования взаимодействия позитронов с атомными объектами, что позволяет более точно описывать динамику рассеяния. Численное решение уравнения Калоджеро позволило вычислить фазовые сдвиги, которые являются ключевыми характеристиками процесса рассеяния. Наши результаты показали, что фазовые сдвиги имеют выраженные тенденции для различных состояний углового момента, что дает представление о поведении рассеяния позитронов при изменении уровней энергии. Анализ дифференциального сечения рассеяния дополнительно выявил угловую зависимость рассеяния, подчеркивая ключевые вариации, вызванные взаимодействующими потенциалами.

**Ключевые слова:** дифференциальное сечение рассеяния, оптический потенциал взаимодействия, позитрон, фазовый сдвиг.

Е.О. Шаленов<sup>1\*</sup>, К.Н. Джумагулова<sup>1,2</sup>, Е.А. Ташкенбаев<sup>1</sup>,Е.С. Сейтқожанов<sup>1,2</sup>, М.Н. Джумагулов<sup>1</sup><sup>1</sup>Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Алматы қ., Қазақстан<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФЗИ, Алматы қ., Қазақстан\*e-mail: [Shalenov.erik@physics.kz](mailto:Shalenov.erik@physics.kz)

## Тығыз азғындалған плазмадағы иондану потенциалының төмендеуін ескеретін иондану тепе-теңдігі

Оптикалық өзара әрекеттесу потенциалы негізінде сутегі және гелий атомдарымен позитрондардың серпімді шашырау процестері зерттелді. Фазалық ығысулары анықтау үшін Калоджеро теңдеуі қолданылды. s-, p-, және d-толқындары үшін алынған фазалық ығысулар позитрон энергиясының артуымен сипаттамалық заңдылықтарды көрсетеді. Біздің нәтижелеріміз алдыңғы зерттеулермен салыстырылып, олардың сенімділігі расталды. Сондай-ақ, шашырау бұрышы мен позитрон энергиясына байланысты дифференциалды шашырау қимасының өзгеруі зерттелді. Позитрон мен атом арасындағы өзара әрекеттесуді зерттеу негізгі атомдық процестерді түсіну үшін маңызды және антиматерия зерттеулері мен медициналық бейнелеу әдістерінде қолданылуы мүмкін. Бұл жұмыста біз позитрондар мен атомдық нысандар арасындағы өзара әрекеттесуді модельдеу үшін оптикалық потенциал әдісін қолдандық, бұл шашырау динамикасын дәлірек сипаттауға мүмкіндік береді. Калоджеро теңдеуінің сандық шешімі шашырау процесін сипаттайтын фазалық ығысулары есептеуге мүмкіндік берді. Біздің нәтижелеріміз әртүрлі бұрыштық момент күйі үшін фазалық ығысулардың айрықша тенденцияларын ашты, позитрон шашырауының әртүрлі энергия деңгейлерінде қалай

өзгеретінін көрсетті. Дифференциалды қима талдауы шашыраудың бұрыштық тәуелділігін одан әрі көрсетті, өзара әрекеттесу потенциалдарының әсерін айқындап берді.

**Түйін сөздер:** дифференциалдық шашырау қимасы, оптикалық өзара әрекеттесу потенциалы, позитрон, фазалық ығысу.

E.O. Shalenov<sup>1\*</sup>, K.N. Dzhumagulova<sup>1,2</sup>, Ye.A. Tashkenbayev<sup>1</sup>,

Ye.S. Seitkozhanov<sup>1,2</sup>, M.N. Jumagulov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Satbayev University, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Almaty, Kazakhstan,

\*e-mail: [Shalenov.erik@physics.kz](mailto:Shalenov.erik@physics.kz)

## About the interaction of positrons with hydrogen and helium atoms

The processes of elastic scattering of positrons on hydrogen and helium atoms based on the optical interaction potential were investigated. The problem was solved using the Calogero equation to determine phase shifts. The obtained phase shifts for s-, p-, and d-waves demonstrate characteristic patterns with increasing positron's energy. A comparison of our results with previous studies confirmed their reliability. The variation of the differential scattering cross-section depending on the scattering angle and positron's energy was also studied. The investigation of positron-atom interactions is crucial for understanding fundamental atomic processes and has implications in various fields, including antimatter research and medical imaging techniques. In this study, we applied the optical potential method to model the interaction between positrons and atomic targets, which provides a more accurate representation of the scattering dynamics. The numerical solution of the Calogero equation allowed us to compute phase shifts, which are essential in characterizing the scattering process. Our results revealed that phase shifts exhibit distinct trends for different angular momentum states, providing insight into the behavior of positron scattering at varying energy levels. The differential cross-section analysis further illustrated the angular dependence of scattering, highlighting key variations influenced by interaction potentials.

**Keywords:** differential scattering cross-section, optical interaction potential, positron, phase shift.

## Введение

Исследование взаимодействия позитронов с атомными системами остается ключевой темой в атомной и молекулярной физике. Понимание этих процессов важно для множества приложений – от физики антиматерии и астрофизического моделирования до диагностики плазмы и развития позитронных методов визуализации. Поскольку водород и гелий являются самыми простыми атомными системами, они служат идеальными объектами для изучения рассеяния позитронов и позволяют получить ценные сведения о фундаментальных квантово-механических взаимодействиях.

В работе [1] рассматриваются процессы рассеяния позитронов на атомах и молекулах — направление, имеющее большое значение для современной науки. Эти процессы помогают понять фундаментальные взаимодействия антиматерии с обычной материей и находят применение в таких областях, как позитронная аннигиляционная спектроскопия, диагностика плазмы и астрофизика.

Работа [2] посвящена исследованию фазовых сдвигов, сечений рассеяния и резонансных эффектов, возникающих при взаимодействии позитронов с атомами и ионами. Современные теоретические методы, такие как модель комплексного масштабирования (CSM), позволяют точнее описывать фазовые сдвиги в низкоэнергетическом рассеянии. Кроме того, метод псевдосостояний эффективно прогнозирует низкоэнергетические фазовые сдвиги в упругом рассеянии позитронов на магнии [3].

В работе [4] исследуется влияние поляризационных эффектов на рассеяние позитронов. Было показано, что квадрупольная поляризуемость и гиперполяризуемость значительно влияют на параметры рассеяния, особенно при взаимодействии позитронов с парами металлов, такими как цинк и кадмий. Подобные исследования редких газов также демонстрируют, что использование локальных модельных потенциалов позволяет существенно повысить точность расчетов [5].

Для высокоэнергетического диапазона (от 20 эВ до 1000 эВ) в работе [6] применяются методы,

основанные на оптическом потенциале и частично-волновом анализе. Они позволяют предсказать сечения рассеяния и объяснить закономерности изменения поляризуемости атомных систем. В частности, исследования рассеяния позитронов на инертных газах (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) показывают, что простые потенциальные модели могут адекватно описывать экспериментальные данные при низких и средних энергиях [7].

Работа [8] посвящена анализу резонансных эффектов и связанных состояний, возникающих при низкоэнергетическом рассеянии позитронов. В частности, изучение рассеяния позитронов на атомах и ионах бериллия выявило критические минимумы в дифференциальных сечениях рассеяния и оптимальные зоны спиновой поляризации.

Таким образом, накопленные экспериментальные и теоретические данные демонстрируют, что совершенствование расчетных методов и развитие моделей потенциалов позволяют все более точно описывать процессы рассеяния позитронов. Дальнейшие исследования в этой области не только углубят понимание фундаментальных свойств антиматерии и ее взаимодействий с обычной материей, но и откроют новые перспективы для прикладных задач.

## Методология

### Оптический потенциал

Оптический потенциал, описывающий взаимодействие позитрона с атомом, записывается в следующем виде [9]:

$$V_{opt}(r) = V_{st}(r) + V_{cp}(r), \quad (1)$$

где  $V_{st}(r)$  – это статический потенциал позитрон-атом, который в данной работе принимает общий вид [10]:

$$V_{st}(r) = \sum_{i=1}^{i_{max}} A_i \frac{e^{-a_i r}}{r^{b_i}} \quad (2)$$

где  $A_i$ ,  $a_i$  и  $b_i$  – параметры. В таблице 1 приведены параметры статического потенциала, используемые в данной работе для систем позитрон-Н и позитрон-Не.

$V_{cp}(r)$  представляет собой полуэмпирический корреляционно-поляризационный потенциал, выбранный в форме, представленной в работе [9]:

$$V_{cp}(r) = -\frac{\alpha_d}{2r^4} f_c(r/r_c). \quad (3)$$

В приведенном выражении  $\alpha_d$  – это дипольная поляризуемость атома,  $f_c(r/r_c)$  – функция отсечения,  $r_c$  – радиус отсечения. Для полноты картины численное значение  $r_c$  было скорректировано, чтобы описать длину рассеяния позитрона на атоме, полученную либо с помощью *ab initio* расчетов, либо экспериментальными методами. В данной работе используется функция отсечения, предложенная Джантурко и Томпсоном [11]:

$$f_c(r/r_c) = (1 - e^{r/r_c})^6 \quad (4)$$

Используемые в данной работе значения дипольной поляризуемости составляют  $\alpha_d = 4.5 a_0^3$  для атома Н [12] и  $\alpha_d = 1.38 a_0^3$  для атома Не [13-15]. Длина рассеяния ( $\alpha_s$ ) была вычислена в пределе  $k \rightarrow 0$  следующим образом [16]:

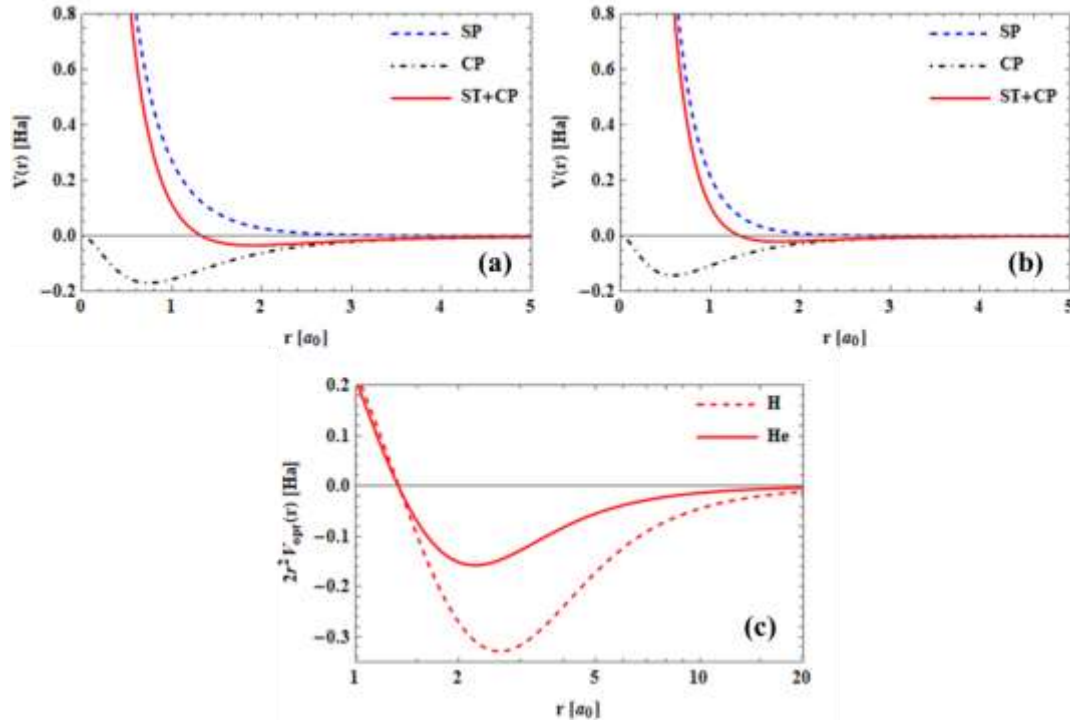
$$\alpha_s = -\frac{\tan \delta_0}{k}. \quad (5)$$

Длина рассеяния, используемая для установки  $r_c$ , составляет  $\alpha_s = -2.104 a_0$  для позитрона-Н [17-19] и  $\alpha_s = -0.529 a_0$  для позитрона-Не [20-21], что приводит к  $r_c = 0.975 a_0$  и  $r_c = 0.757 a_0$ , соответственно.

На рисунке 1 представлены потенциалы для взаимодействий позитрон-Н и позитрон-Не, полученные с использованием параметров, описанных в этом разделе и в таблице 1.

**Таблица 1.** Параметры для статического потенциала с использованием выражения (3)

|    | $A_1$ | $A_2$ | $A_3$ | $a_1$ | $a_2$ | $a_3$ | $b_1$ | $b_2$ | $b_3$ |
|----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Н  | 1     | 1     | -     | 2     | 2     | -     | 1     | 0     | -     |
| Не | 1     | 0.549 | 0.255 | 2.491 | 3.219 | 5.244 | 1     | 0     | 0     |



**Рисунок 1** – (а) Потенциалы взаимодействия позитрона с атомом водорода как функции от  $r$ , SP -  $V_{st}(r)$ , CP -  $V_{cp}(r)$ , SP+CP-  $V_{opt}(r) = V_{st}(r) + V_{cp}(r)$ . (б) Аналогичный график для позитрона и атома гелия. (в) Оптические потенциалы взаимодействия для водорода (H) и гелия (He). Обозначения приведены на рисунке.

### Метод фазовых функций

Уравнение Шрёдингера для безспиновой частицы с энергией  $E$  и орбитальным угловым моментом с квантовым числом  $l$ , подвергающейся рассеянию, имеет вид

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[ \frac{d^2}{dr^2} + \left( k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] u_l(k, r) = V(r) u_l(k, r) \quad (6)$$

где  $k = \sqrt{E/(\hbar^2/2\mu)}$ .

Дифференциальное уравнение второго порядка (6) было преобразовано в неоднородное дифференциальное уравнение (уравнение Калоджеро (МФФ)) первого порядка типа Риккати [22, 23], заданное как [12-15, 24-26]:

$$\delta(k, r) = -\frac{1}{k \left( \frac{\hbar^2}{2\mu} \right)} \int_0^r V(r) [\cos(\delta_l(k, r)) j_l(kr) - \sin(\delta_l(k, r)) \eta_l(kr)]^2 dr. \quad (9)$$

При  $l = 0$  (s-волны) функции Риккати-Бесселя и Риккати-Неймана  $j_0(kr)$  и  $\eta_0(kr)$  упрощаются до  $\sin(kr)$  и  $-\cos(kr)$ , поэтому уравнение (3) при  $l = 0$  принимает следующий вид:

$$\delta'_l(k, r) = -\frac{V(r)}{k(\hbar^2/2\mu)} * [\cos(\delta_l(k, r)) j_l(kr) - \sin(\delta_l(k, r)) \eta_l(kr)]^2 \quad (7)$$

Штрих обозначает дифференцирование фазового сдвига по расстоянию, а функция Риккати-Ганкеля первого рода связана с  $j_l(kr)$  и  $\eta_l(kr)$  соотношением:

$$h_l(kr) = j_l(kr) + \eta_l(kr) \quad (8)$$

В интегральной форме приведённое выше уравнение можно записать как:

$$\delta'_0(k, r) = -\frac{V(r)}{k(\hbar^2/2\mu)} \sin^2[kr + \delta_0(k, r)] \quad (10)$$

Уравнение ММФ для  $p$ -волны имеет следующий вид:

$$\delta_1'(k, r) = -\frac{V(r)}{k \left( \frac{\hbar^2}{2\mu} \right)} \left[ \frac{\sin(\delta_1 + kr) - kr \cos(\delta_1 + kr)}{kr} \right]^2 \quad (11)$$

Уравнение ММФ для  $d$ -волны имеет следующий вид:

$$\delta_2'(k, r) = -\frac{V(r)}{k \left( \frac{\hbar^2}{2\mu} \right)} \left[ -\sin(kr + \delta_2) - 3 \cos\left(\frac{\delta_2 + kr}{kr}\right) + 3 \sin\left(\frac{\delta_2 + kr}{(kr)^2}\right) \right]^2. \quad (12)$$

Фазовый сдвиг можно использовать для определения дифференциального сечения (DCS):

$$\text{DCS} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(i\delta_l) \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (13)$$

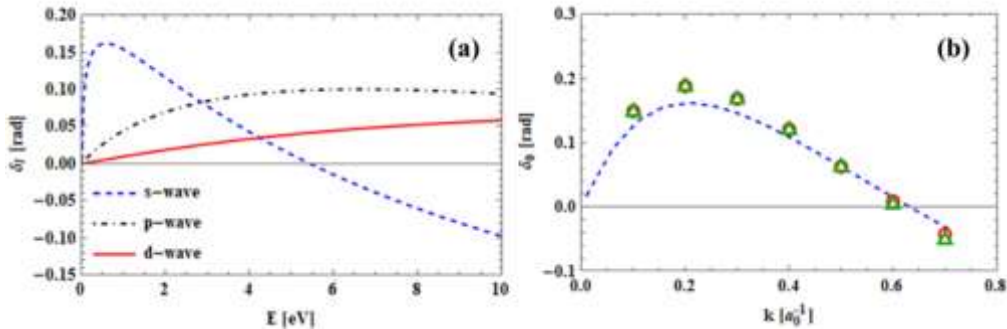
### Результаты и обсуждение

В этом исследовании мы изучаем рассеяние позитронов на атомах водорода и гелия, анализируя фазовые сдвиги и дифференциальные сечения рассеяния. В расчетах использовался метод фазовых функций на основе оптического потенциала, который включает как статический, так и полуэмпирический корреляционно-поляризационный потенциалы. Такой подход позволяет учитывать важные корреляционные и поляризационные эффекты, играющие ключевую роль при низкоэнергетическом рассеянии позитронов.

Фазовые сдвиги для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн при рассеянии позитрона на водороде демонстрируют закономерное изменение с увеличением энергии (рисунок 2). Наши результаты показывают, что  $s$ -волна достигает максимального фазового сдвига при энергии около 0.5 эВ, после чего начинается постепенное снижение. В то же время  $p$ -волна увеличивается плавно, а  $d$ -волна изменяется практически линейно. Сравнение наших данных с предыдущими исследованиями [17] и [27] показывает хорошее согласие с нашими расчетами. На рисунке 3 представлен анализ фазовых сдвигов при рассеянии позитрона на атомах гелия.

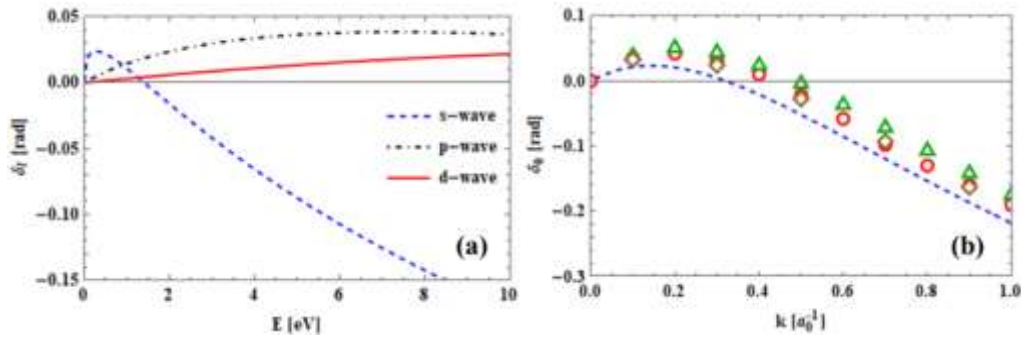
Мы обнаружили, что  $s$ -волна достигает максимума при более низких энергиях, но фазовый сдвиг в этом случае меньше, чем в случае водорода.  $p$ -волна увеличивается с ростом энергии, а  $d$ -волна сохраняет почти линейную зависимость, аналогично водороду. Сравнение наших результатов с теоретическими данными [20], [28] и [29] подтверждает надежность предложенной методики.

Что касается дифференциального сечения рассеяния (DCS), оно значительно изменяется в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  и энергии позитрона (рисунке 4). При энергии 1 эВ наблюдается заметное усиление рассеяния на малых углах для позитронов на гелии по сравнению с водородом. С увеличением энергии структура сечения для позитронов на водороде становится более сложной, появляются характерные минимумы. В случае гелия общий уровень DCS ниже, что объясняется меньшей поляризуемостью атома. Кроме того, в обоих случаях при увеличении энергии минимум дифференциального сечения рассеяния (эффект Рамзауэра – Таунсенда) смещается в сторону малых углов рассеяния.

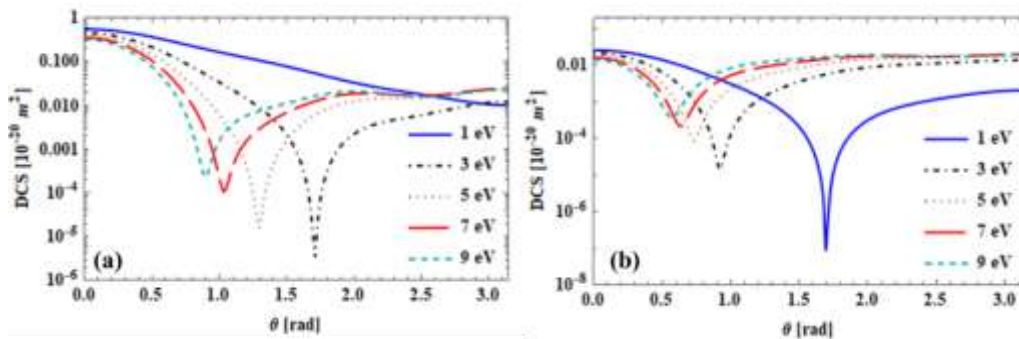


**Рисунок 2** – (а) Фазовые сдвиги  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн при рассеянии позитрона на атоме водорода. (б) Сравнение фазовых сдвигов рассеяния для  $s$ -волн позитронов на атоме водорода, представленных в различных работах: наш результат (пунктирная кривая); Ref. [17] (красный круг); Ref. [27] (зеленый треугольник).





**Рисунок 3** – (а) Фазовые сдвиги  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн при рассеянии позитрона на атоме гелия. (б) Сравнение фазовых сдвигов рассеяния  $s$ -волн позитронов на атоме гелия, представленных в различных работах: наш результат (пунктирная кривая); Ref. [28] (красный круг); Ref. [20] (зеленый треугольник); Ref. [29] (коричневый ромб).



**Рисунок 4** – Дифференциальное сечение рассеяния (DCS) для позитрона-Н (а) и позитрона-He (б) в зависимости от угла рассеяния при различных энергиях налетающего позитрона. Обозначения приведены на рисунке.

## Заключение

В данном исследовании проведен анализ рассеяния позитронов на атомах водорода и гелия с использованием метода фазовых функций, основанного на оптическом потенциале. Полученные фазовые сдвиги для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн демонстрируют характерные закономерности изменения с ростом энергии, а сравнение наших результатов с данными предыдущих исследований подтверждает их достоверность.

Также изучено изменение дифференциального сечения рассеяния в зависимости от угла и энергии позитрона. Установлено, что при низких энергиях рассеяние на гелии преимущественно проявляется на малых углах, тогда как для водорода структура сечения усложняется с увеличением энергии, проявляя характерные минимумы. В обоих случаях зафиксирован эффект Рамзауэра

– Таунсенда, что свидетельствует о значительном влиянии корреляционно-поляризационных эффектов на процессы рассеяния.

Полученные результаты подтверждают эффективность предложенной методики и могут быть использованы для дальнейшего уточнения теоретических моделей взаимодействия позитронов с атомами. Также результаты могут быть использованы для определения функции распределения позитронов в различных устройствах, в частности токамаках, с учетом их рассеяния на атомах.

## Благодарность

Работа была выполнена в рамках Гранта № AP19679536 Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан.

## Литература

- 1 Surko C. M., Gribakin G. F., Buckman S. J. Low-energy positron interactions with atoms and molecules // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2005. – Vol. 38, No. 6. – P. R57–R126.
- 2 Sano T., Yamashita T., Kino Y. Complex scaling calculation of phase shifts for positron collisions with positive ions // *Phys. Rev. A.* – 2024. – Vol. 109, No. 6. – P. 062803.
- 3 Mitroy J., Bromley M. W. J. Generating Phase Shifts from Pseudostate Energy Shifts // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98, No. 17. – P. 173001.
- 4 Arretche F., Andermann A. M., Seidel E. P., Tenfen W., Sahoo B. K. Polarization effects, shape resonances and bound states in low energy positron elastic scattering by Zinc and Cadmium vapours // *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena.* – 2022. – Vol. 257. – P. 147186.
- 5 Gianturco F. A., Jain A., Rodriguez-Ruiz J. A. Test of local model potentials for positron scattering from rare gases // *Phys. Rev. A.* – 1993. – Vol. 48, No. 6. – P. 4321–4332.
- 6 Baluja K. L., Jain A. Positron scattering from rare gases (He, Ne, Ar, Kr, Xe, and Rn): Total cross sections at intermediate and high energies // *Phys. Rev. A.* – 1992. – Vol. 46, No. 3. – P. 1279–1291.
- 7 Bhattacharyya S., Talukdar B., Mandal P. Elastic scattering of positrons off rare-gas atoms // *Phys. Rev. A.* – 1995. – Vol. 51, No. 1. – P. 309–317.
- 8 Shorifuddoza M., Ragimkhanov G. B., Khalikova Z. R. et al. Scattering of  $e^{\mp}$  in beryllium isonuclear series: cross sections and transport characteristics // *Phys. Scr.* – 2024. – Vol. 99, No. 10. – P. 105404.
- 9 Seidel E. P., Arretche F. The basis set, scattering wavefunction and Schwinger variational principle: an application for low energy positron-atom scattering // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2022. – Vol. 55, No. 6. – P. 065202.
- 10 Strand T. G., Bonham R. A. Analytical expressions for the Hartree—Fock potential of neutral atoms and for the corresponding scattering factors for X rays and electrons // *Journal of Chemical Physics.* – 1964. – V.40 – P. 1686–1691.
- 11 Gianturco F. A., Thompson D. G. The Ramsauer-Townsend effect in methane // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* – 1976. – Vol. 9, No. 12. – P. L383–L385.
- 12 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S. Elastic scattering of low energy electrons in partially ionized dense semiclassical plasma // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22, No. 8. – P. 082120.
- 13 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Tashkenbayev Y. A., Ramazanov T. S. Study of the electron–atom collisions in dense semiclassical plasma of noble gases // *J. Plasma Phys.* – 2022. – Vol. 88, No. 1. – P. 905880119.
- 14 Shalenov E. O., Dzhumagulova K. N., Ramazanov T. S. Scattering cross sections of the particles in the partially ionized dense nonideal plasmas // *Phys. Plasmas.* – 2017. – Vol. 24, No. 1. – P. 012101.
- 15 Seitkozhanov Y., Dzhumagulova K., Shaleno, E., Jumagulov M. Collision frequency and energy transfer rate in e–He scattering // *Applied Sciences.* – 2024. – Vol. 15, No. 1. – P. 227.
- 16 Joachain C. J. Quantum collision theory. – Amsterdam: Elsevier Science & Technology, 1983.
- 17 Bhatia A. Positron-Hydrogen scattering, annihilation, and positronium formation // *Atoms.* – 2016. – Vol. 4, No. 4. – P. 27.
- 18 Houston S. K., Drachman R. J. Positron-Atom scattering by the Kohn and Harris methods // *Phys. Rev. A.: General Physics.* – 1971. – Vol. 3, No. 4. – P. 1335–1342.
- 19 Humberston N. J. W., Wallace N. J. B. G. The elastic scattering of positrons by atomic hydrogen // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* – 1972. – Vol. 5, No. 6. – P. 1138–1148.
- 20 McEachran R. P., Morgan D. L., Ryman A. G., Stauffer A. D. Positron scattering from noble gases: corrected results for helium // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* – 1978. – Vol. 11, No. 5. – P. 951–953.
- 21 Humberston J. W. The scattering of low energy positrons by helium // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* – 1973. – Vol. 6, No. 11. – P. L305–L308.
- 22 Babikov V. V. The phase-function method in quantum mechanics // *Soviet Physics Uspekhi.* – 1967. – Vol. 10, No. 3. – P. 271–284.
- 23 Calogero F. Variable Phase Approach to Potential Scattering. – Amsterdam: Elsevier, 1967.
- 24 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S., Reinholz H., Roepke G. Investigation of plasma properties using the method of moments // *Contrib. Plasma Phys.* – 2019. – Vol. 59, No. 6. – P. e201900024.
- 25 Dzhumagulova K. N., Shalenov E. O., Ramazanov T. S., Gabdullina G. L. Transport properties of dense semiclassical plasmas // *Contrib. Plasma Phys.* – 2015. – Vol. 55, No. 2–3. – P. 230–235.
- 26 Seisembayeva M. M., Shalenov E. O., Kossymkyzy Z., Turekhanova K. M., Jumagulov M. N., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N. Study of plasma characteristics in the framework of quantum statistical models // *Phys. Lett. A.* – 2022. – Vol. 447. – P. 128313.
- 27 Bhatia A. K., Temkin A., Drachman R. J., Eiserike H. Generalized Hylleraas calculation of Positron-Hydrogen scattering // *Phys. Rev. A.: General Physics.* – 1971. – Vol. 3, No. 4. – P. 1328–1335.
- 28 Li X., Wu M., Jiang J. et al. Positron scattering and annihilation from helium at low energies // *Phys. Rev. A.* – 2023. – Vol. 108, No. 6. – P. 062816.
- 29 Wu H., Bray I., Fursa D. V., Stelbovics A. T. Low-energy positron–helium convergent close coupling calculations // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2003. – Vol. 37, No. 1. – P. L1–L6.

## References

- 1 C. M. Surko, G. F. Gribakin, and S. J. Buckman, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38, R57-R126 (2005).
- 2 T. Sano, T. Yamashita, and Y. Kino, Phys. Rev. A. 109, 062803 (2024).
- 3 J. Mitroy and M. W. J. Bromley, Phys. Rev. Lett. 98, 173001 (2007).
- 4 F. Arretche, A. M. Andermann, et al., J. Electron Spectros. Relat. Phenomena 257, 147186 (2022).
- 5 F. A. Gianturco, A. Jain, and J. A. Rodriguez-Ruiz, Phys. Rev. A. 48, 4321-4332 (1993).
- 6 K. L. Baluja and A. Jain, Phys. Rev. A. 46, 1279-1291 (1992).
- 7 S. Bhattacharyya, B. Talukdar, and P. Mandal, Phys. Rev. A. 51, 309-317 (1995).
- 8 M. Shorifuddoza, G. B. Ragimkhanov, et al., Phys. Scr. 99, 105404 (2024).
- 9 E. P. Seidel and F. Arretche, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 55, 065202 (2022).
- 10 T. G. Strand and R. A. Bonham, The Journal of Chemical Physics 40, 1686-1691 (1964).
- 11 F. A. Gianturco and D. G. Thompson, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 9, L383-L385 (1976).
- 12 K. N. Dzhumagulova, E. O. Shalenov, and T. S. Ramazanov, Phys. Plasmas 22, 082120 (2015).
- 13 K. N. Dzhumagulova, E. O. Shalenov, et al., J. Plasma Phys. 88, 905880119 (2022).
- 14 E. O. Shalenov, K. N. Dzhumagulova, and T. S. Ramazanov, Phys. Plasmas 24, 012101 (2017).
- 15 Y. Seitkozhanov, K. Dzhumagulova, E. Shalenov, and M. Jumagulov, Applied Sciences 15, 227 (2024).
- 16 C. J. Joachain, Quantum Collision Theory (Elsevier Science & Technology, 1983).
- 17 A. Bhatia, Atoms 4, 27 (2016).
- 18 S. K. Houston and R. J. Drachman, Phys. Rev. A. 3, 1335-1342 (1971).
- 19 N. J. W. Humberston and N. J. B. G. Wallace, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 5, 1138-1148 (1972).
- 20 R. P. McEachran, D. L. Morgan, et al., J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 11, 951-953 (1978).
- 21 J. W. Humberston, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 6, L305-L308 (1973).
- 22 V. V. Babikov, Soviet Physics Uspekhi 10, 271-284 (1967).
- 23 F. Calogero, Variable Phase Approach to Potential Scattering (Elsevier, 1967).
- 24 E. O. Shalenov, K. N. Dzhumagulova, et al., Contrib. Plasma Phys. 59(6), e201900024, (2019).
- 25 K. N. Dzhumagulova, E. O. Shalenov et al., Contrib. Plasma Phys. 55(2-3), 230-235, (2015).
- 26 M. M. Seisembayeva, E. O. Shalenov, et al., Phys. Lett. A. 447, 128313, (2022).
- 27 A. K. Bhatia, A. Temkin, R. J. Drachman, and H. Eiserike, Phys. Rev. A. 3, 1328-1335 (1971).
- 28 X. Li, M. Wu, J. Jiang, C. Dong, J. Zhang, Z. Yan, and K. Varga, Phys. Rev. A. 108, 062816 (2023).
- 29 H. Wu, I. Bray, D. V. Fursa, and A. T. Stelbovics, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 37, L1-L6 (2003).

### История статьи:

Поступила 25 февраля 2025

Принята 11 марта 2025

### Информация об авторах:

1. **Ерик Шаленов** (автор корреспондент) – PhD, ассоц. профессор, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г. Алматы, email: [shalenov.erik@physics.kz](mailto:shalenov.erik@physics.kz).

2. **Карлыгаш Джумагулова** – д.ф.-м.н., профессор, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы, email: [dzhumagulova.karlygash@gmail.com](mailto:dzhumagulova.karlygash@gmail.com).

3. **Ерхан Ташкенбаев** – НС, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г. Алматы, email: [erhan\\_98kz@mail.ru](mailto:erhan_98kz@mail.ru).

4. **Елдос Сейткожанов** – PhD студент, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы, email: [seytkozhanov@gmail.com](mailto:seytkozhanov@gmail.com).

5. **Мурат Джумагулов** – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г. Алматы, email: [dzhmn@mail.ru](mailto:dzhmn@mail.ru).

### Мақала тарихы:

Түсті – 25.02.2025

Қабылданды – 11.03.2025

### Авторлар туралы мәлімет:

1. **Ерик Шаленов** (корреспондент автор) – PhD, қауымдастырылған профессор, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [shalenov.erik@physics.kz](mailto:shalenov.erik@physics.kz).

2. **Карлыгаш Джумагулова** – ф.-м.ғ.д., профессор, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, ЭТФЭИ, Алматы қ., Қазақстан, email: [dzhumagulova.karlygash@gmail.com](mailto:dzhumagulova.karlygash@gmail.com)

3. **Ерхан Ташкенбаев** – ҒҚ, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті Алматы қ., Қазақстан, email: [erhan\\_98kz@mail.ru](mailto:erhan_98kz@mail.ru)

4. **Елдос Сейткожанов** – PhD студенті, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, ЭТФЭИ, Алматы қ., Қазақстан, email: [seytkozhanov@gmail.com](mailto:seytkozhanov@gmail.com)

5. **Мурат Джумагулов** – PhD, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Алматы қ., Қазақстан, email: [dzhmn@mail.ru](mailto:dzhmn@mail.ru)

3-бөлім

**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ  
ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ.  
НАНОҒЫЛЫМ**

---

Section 3

**CONDENSED MATTER PHYSICS  
AND MATERIALS SCIENCE PROBLEMS.  
NANOSCIENCE**

---

Раздел 3

**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ  
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ.  
НАНОНАУКА**

Ж.К. Калкозова<sup>1,2</sup> , Л.В. Гриценко<sup>1,3\*</sup> , Х.А. Абдуллин<sup>1,2</sup> , А.А. Мархабаева<sup>1</sup> 

<sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, г Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Institute of Applied Science & Information Technology, г. Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Satbayev University, г. Алматы, Казахстан

\*e-mail: [l.gritsenko@satbayev.university](mailto:l.gritsenko@satbayev.university)

## ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ В РАСТВОРЕ РОСТА НА МОРФОЛОГИЮ СТРУКТУР ОКСИДА ЦИНКА

Поверхностно-активные вещества играют важную роль при синтезе полупроводниковых материалов. Характер роста и кристаллов может быть изменён путём селективной адсорбции поверхностно-активных веществ на поверхности кристаллов, что позволяет управлять их формой. Используя поверхностно-активные вещества и контролируя концентрацию поверхностно-активного вещества в растворе роста, были синтезированы наноструктуры ZnO различной морфологии гидротермальным методом при температуре 95°C. Исследовано влияние присутствия ПАВ в растворе роста на морфологию структур ZnO. В результате исследований была получена корреляция между размером частиц ZnO и концентрацией ПАВ в растворе роста. Изображения сканирующей электронной микроскопии показали, что морфология оксида цинка изменилась со стержневидной на плёночную при добавлении концентрации 5 вес.% и 10 вес.% при ПАВ. Результаты анализа рентгеновской дифракционной спектроскопии (XRD) указали на наличие фазы оксида цинка во всех образцах. Установлено, что диаметр наностержней увеличивается с увеличением концентрации ПАВ. Изучается систематический механизм роста с увеличением концентрации ПАВ. Полученные результаты помогут в выращивании селективного ZnO для многих функциональных применений. Выращенные образцы могут быть использованы в качестве прозрачных проводящих электродов и фотокатализаторов, а также в качестве основы газовых датчиков и электрохимических сенсоров.

**Ключевые слова:** оксид цинка, наностержни, тонкие плёнки, гидротермальный синтез, морфология, поверхностно-активные вещества.

Ж.К. Калкозова<sup>1,2</sup>, Л.В. Гриценко<sup>1,3\*</sup>, Х.А. Абдуллин<sup>1,2</sup>, А.А. Мархабаева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертханасы, Алматы қ., Қазақстан

<sup>2</sup>Institute of Applied Science & Information Technology, Алматы қ., Қазақстан

<sup>3</sup>Satbayev University, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: [l.gritsenko@satbayev.university](mailto:l.gritsenko@satbayev.university)

## Өсу ерітіндісіндегі беттік-белсенді заттардың мырыш оксиді құрылымдарының морфологиясына әсері

Беттік-белсенді заттар жартылай өткізгіш материалдарды синтездеу кезінде маңызды рөл атқарады. Кристалдардың өсу сипаты беттік-белсенді заттардың кристалдар бетінде селективті адсорбциялануы арқылы өзгертілуі мүмкін, бұл олардың пішінін басқаруға мүмкіндік береді. Беттік-белсенді заттарды қолдану және өсу ерітіндісіндегі беттік-белсенді заттардың концентрациясын бақылау арқылы морфологиясы әртүрлі ZnO наноқұрылымдары 95°C температурада гидротермалды әдіспен синтезделді. Өсу ерітіндісіндегі ББЗ-дың ZnO құрылымдарының морфологиясына әсері зерттелді. Зерттеулер нәтижесінде ZnO бөлшектерінің өлшемі мен өсу ерітіндісіндегі ББЗ концентрациясы арасындағы корреляция алынды. Сканерлеуші электронды микроскопия кескіндері мырыш оксидінің морфологиясы ББЗ 5 салм.% және 10 салм.% концентрациясын қосқанда стержень тәрізді пішіннен пленка тәрізді пішінге өзгергенін көрсетті. Рентгендік дифракциялық спектроскопия (XRD) талдауының нәтижелері барлық үлгілерде мырыш оксиді фазасының бар екенін көрсетті. Наностержендердің диаметрі ББЗ концентрациясының жоғарылауымен артатыны анықталды. ББЗ

концентрациясының жоғарылауымен жүйелі өсу механизмі зерттелуде. Алынған нәтижелер көптеген функционалды қолданыстар үшін селективті ZnO өсіруге көмектеседі. Өсірілген үлгілер мөлдір өткізгіш электродтар және фотокатализаторлар ретінде, сондай-ақ газ датчиктері мен электрохимиялық сенсорлардың негізі ретінде қолданылуы мүмкін.

**Түйін сөздер:** мырыш оксиді, наностержендер, жұқа пленкалар, гидротермалды синтез, морфология, беттік-белсенді заттар.

Zh.K. Kalkozova<sup>1,2</sup>, L.V. Gritsenko<sup>1,3\*</sup>, Kh.A. Abdullin<sup>1,2</sup>, A.A. Markhabayeva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Al-Farabi Kazakh National University, National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Institute of Applied Science & Information Technology, Almaty, Kazakhstan

<sup>3</sup>Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail: [l.gritsenko@satbayev.university](mailto:l.gritsenko@satbayev.university)

## Effect of surfactants in the growth solution on the morphology of zinc oxide structures

Surfactants play an important role in the synthesis of semiconductor materials. The growth and crystal behavior can be modified by selective adsorption of surfactants on the crystal surface, which allows controlling their shape. Using surfactants and controlling the surfactant concentration in the growth solution, ZnO nanostructures of various morphologies were synthesized by the hydrothermal method at 95°C. The effect of the surfactant presence in the growth solution on the morphology of the ZnO structures was studied. As a result of the study, a correlation was obtained between the ZnO particle size and the surfactant concentration in the growth solution. Scanning electron microscopy images showed that the morphology of zinc oxide changed from rod-shaped to film-shaped upon adding 5 wt% and 10 wt% surfactant. X-ray diffraction (XRD) spectroscopy results indicated the presence of zinc oxide phase in all samples. It is found that the diameter of nanorods increases with increasing surfactant concentration. The systematic growth mechanism with increasing surfactant concentration is studied. The obtained results will help in growing selective ZnO for many functional applications. The grown samples can be used as transparent conducting electrodes and photocatalysts, as well as the basis for gas sensors and electrochemical sensors.

**Keywords:** zinc oxide, nanorods, thin films, hydrothermal synthesis, morphology, surfactants.

## Введение

В последние десятилетия не ослабевают интерес исследователей к методам синтеза, послеростовым обработкам и характеристикам массивов наностержней оксида цинка [1-4]. Проводятся активные исследования по контролю и манипулированию свойствами наноструктур ZnO, что представляет интерес как для фундаментального изучения, так и для потенциального применения. Наноструктуры ZnO привлекают широкое внимание исследователей ввиду их уникальных свойств и широкому потенциалу применения в современных электронных устройствах, таких как газовые сенсоры [5-7], суперконденсаторы [8-10], солнечные элементы [11, 12], электрохимические и оптоволоконные биосенсоры [13-17], в качестве преобразователей, катализаторов и др. [18-20]. Контролируемый синтез привлекает значительное внимание благодаря возможности управлять физическими и химическими свойствами полупроводниковых наноматериалов, которые определяются их структурными свойствами и морфологией [21-23]. Таким образом, управляемый синтез

наноструктурированного оксида цинка является актуальным направлением исследований в современной физике материалов.

Оксид цинка является широкозонным (3.37 эВ) многофункциональным полупроводником, обладающий большой энергией связи экситона (60 мэВ), отличная химическая и термическая стабильность, уникальные электрические и оптоэлектронные свойства, отличный антибактериальный эффект, адсорбент УФ-излучения, а также нетоксичность. Управление параметрами синтеза позволяет выращивать структуры ZnO различной морфологии: нанопроволоки [24], наностержни [1], наноленты [25, 26], нанодиски [27], сферы [28], цветы [29] и др. Наноструктуры ZnO получают различными методами, такими как золь-гель метод [6, 30], гидротермальный метод [4, 9], микроволновый синтез, сольватермальный метод [11], CVD, MOCVD, лазерная абляция, термическое разложение [31], chemical bath deposition [1] и др. Однако поиски оптимальных параметров



управляемого синтеза наноструктур продолжают. В работах [21, 30, 32] отмечено, что анионные, катионные и неионные поверхностно-активные вещества (ПАВ) могут быть использованы для управления морфологией синтезируемых полупроводниковых материалов. Они обычно используются для управления формой и размером кристалла с целью синтеза высококачественных материалов. Основная роль ПАВ заключается в изменении морфологии материалов посредством сайт-селективной адсорбции на определённом участке материалов во время процесса роста [33, 34]. Различные органические поверхностно-активные вещества успешно использовались многими исследователями для обеспечения направленного роста наноматериалов ZnO более желательно. Однако всё ещё остаётся много нерешённых вопросов о влиянии различных поверхностно-активных веществ на рост ZnO.

В данной работе структуры ZnO были получены гидротермальным синтезом из водного раствора с использованием поверхностно-активных веществ. Изучены их морфология, структурные и оптические свойства. Исследовано влияние концентрации ПАВ на свойства полученных материалов. Анализ полученных материалов был проведён методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгеновской дифракции, УФ-видимой спектроскопией.

### Описание эксперимента

Методом золь-гель на кремниевых и стеклянных подложках был получен затравочный слой оксида цинка. Для подготовки золя использовалась 0.4 г ацетата цинка, растворённого в 10 мл спирта. На предварительно очищенные подложки методом центрифугирования был нанесён золь, при этом процесс центрифугирования проводился при оборотах 2000 об/мин, что обеспечивало равномерное распределение золя по поверхности подложки. После нанесения золя подложки подвергались термическому отжигу при температуре 450°C в течение одного часа для формирования затравочного слоя. На затравочных слоях был проведён синтез наностержней оксида цинка (ZnO) гидротермальным методом. Для этого были приготовлены два водных раствора: раствор нитрата цинка  $\text{Zn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (Sigma-Aldrich, 99% purity) и раствор уротропина  $\text{C}_6\text{H}_{12}\text{N}_4$  (Sigma-Aldrich, 99% purity) в соотношении 1:1. Каждый раствор помещался на магнитную мешалку и перемешивался в течение 30 минут для обеспечения полной гомогенизации. Затем оба раствора были объединены, и в полученную смесь было добавлено поверхностно-активное вещество (ПАВ). В

качестве ПАВ был использован додецилсульфат натрия ( $\text{C}_{12}\text{H}_{25}\text{NaO}_4\text{S}$ , Sigma-Aldrich), который добавлялся в ростовой раствор в различных весовых процентах. Для обеспечения полной дисперсии подготовленный раствор перемешивался на магнитной мешалке ещё полчаса. Затем образцы с затравочным слоем помещались вертикально в ростовой раствор и подвергались синтезу на водяной бане при температуре 95°C в течение одного часа. После синтеза образцы подвергались обработке в ультразвуковой ванне в течение 20 минут для удаления примесей и структур, сформировавшихся в объёме. Готовые образцы затем были высушены в сушильном шкафу при температуре 100°C.

Для исследования морфологии синтезированных образцов был использован электронный растровый микроскоп (JEOL, JSM-6490 LA). Рентгеноструктурный анализ полученных материалов был выполнен на дифрактометре PANalytical X'pert MPD PRO. УФ-видимая спектроскопия была проведена на UV/Vis спектрофотометре (PerkinElmer Lambda 35).

### Обсуждение полученных результатов

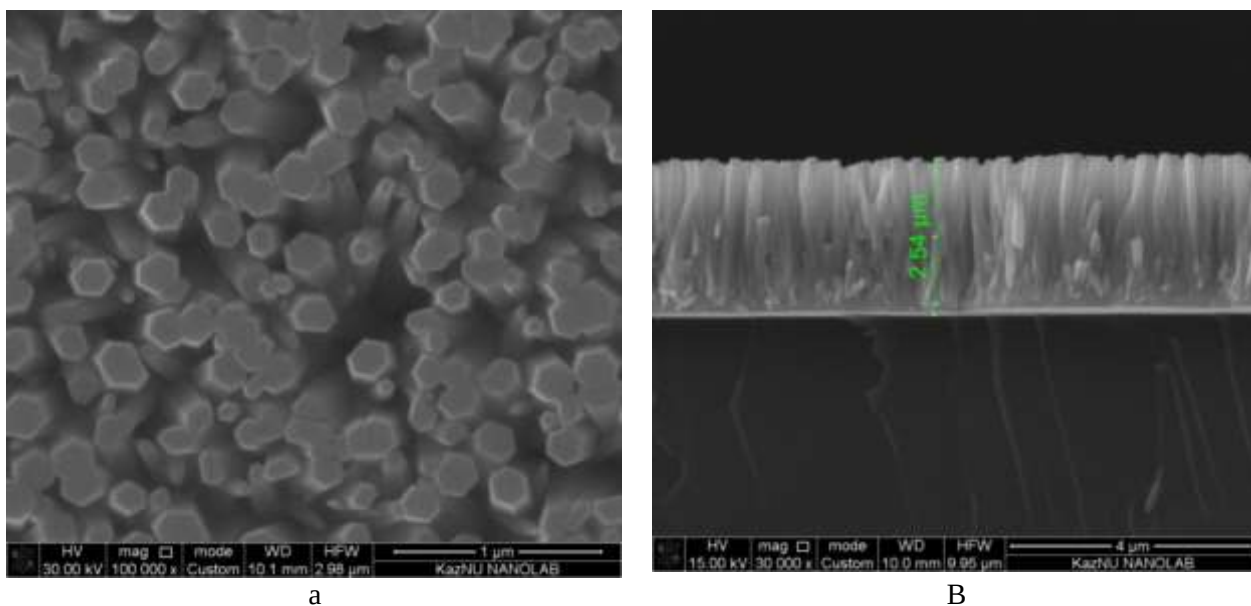
Изучение морфологии всех синтезированных образцов методом электронной микроскопии показало, что оксид цинка при гидротермальном синтезе растёт в виде наностержней длиной порядка нескольких микрометров, диаметром порядка несколько десятков нанометров (рисунок 1). Как видно, стержни смыкаются, образуя однородную плёнку.

Одним весьма эффективным методом управления морфологией синтезируемых гидротермальным методом полупроводниковых наноструктур оксида цинка является добавление в ростовой раствор поверхностно-активных веществ (ПАВ) [21, 30, 32-35].

В качестве ПАВ в данном исследовании был использован додецилсульфат натрия  $\text{C}_{12}\text{H}_{25}\text{NaO}_4\text{S}$ .

Раствор с высокой концентрацией 50 мМ обычно был использован для получения плёнок ZnO. Было отмечено, что даже небольшое количество ПАВ, добавленного в ростовой раствор 300 мМ, значительно меняет морфологию синтезируемых структур.

На рис. 2 показана морфология плёнки, выращенной из раствора с концентрацией по нитрату цинка 0.3 М, в течение 1 часа при 95°C, с добавлением 1 вес. % ПАВ. Из рисунка видно, что морфология поверхности состоит из пирамид вместо шестигранников.

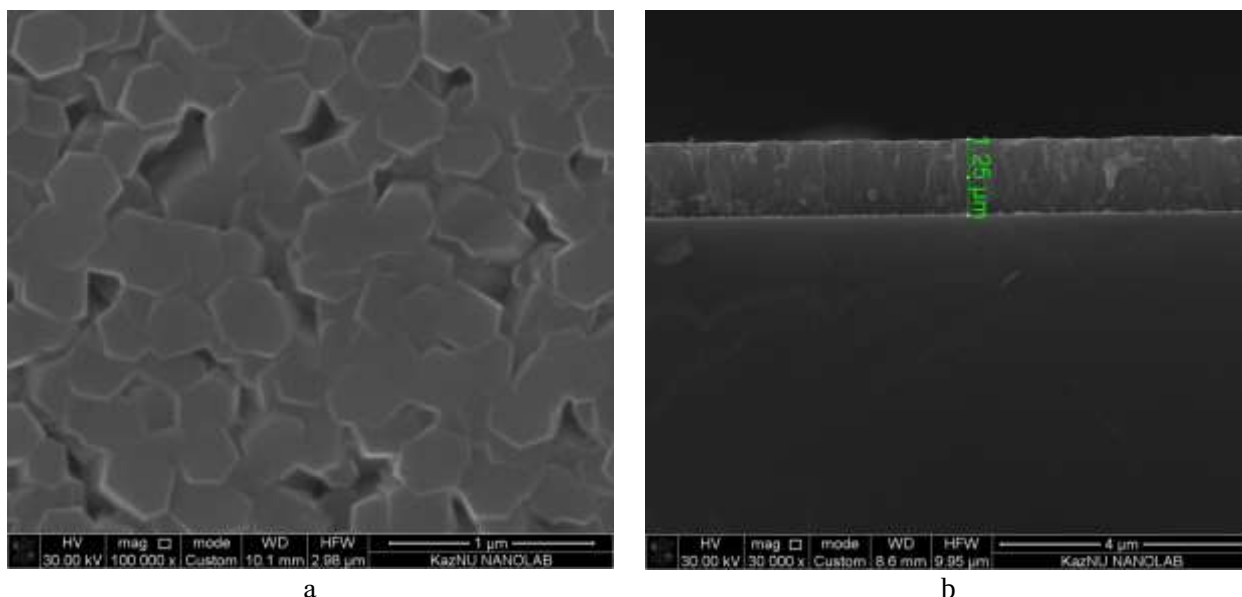


**Рисунок 1** – SEM слоя ZnO, полученного при синтезе из раствора 50 мМ, длительность 1 час;  
а – вид сверху, b – вид сбоку

Заметим, что получение нанотекстур ZnO в форме треугольных пирамид актуально для применения в солнечных элементах, поскольку коэффициент использования света в таких структурах выше за счёт перепоглощения света, отражённого от наклонных плоскостей пирамид. Было отмечено, что даже небольшое количество ПАВ, добавленного в ростовой раствор 50 мМ,

значительно меняет морфологию синтезируемых структур. На рисунке 2 показана морфология плёнки, выращенной из раствора с концентрацией по нитрату цинка 50мМ, в течение 1 часа при 95°C, с добавлением 1 вес. % ПАВ.

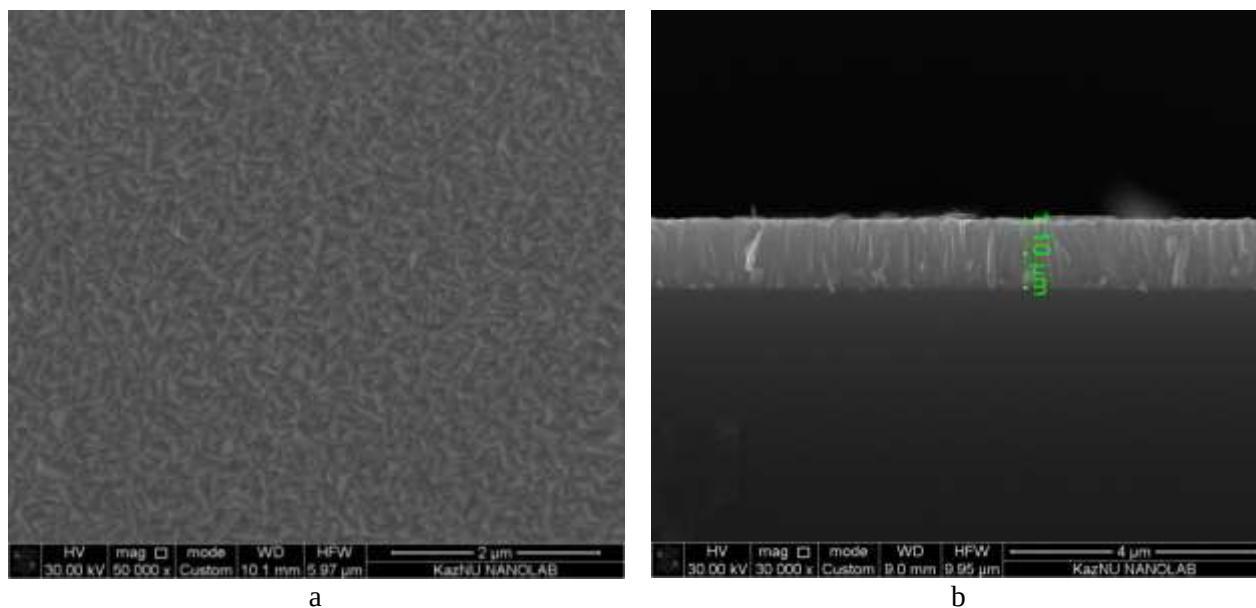
Из рисунка видно, что морфология поверхности состоит из пирамид вместо шестигранников.



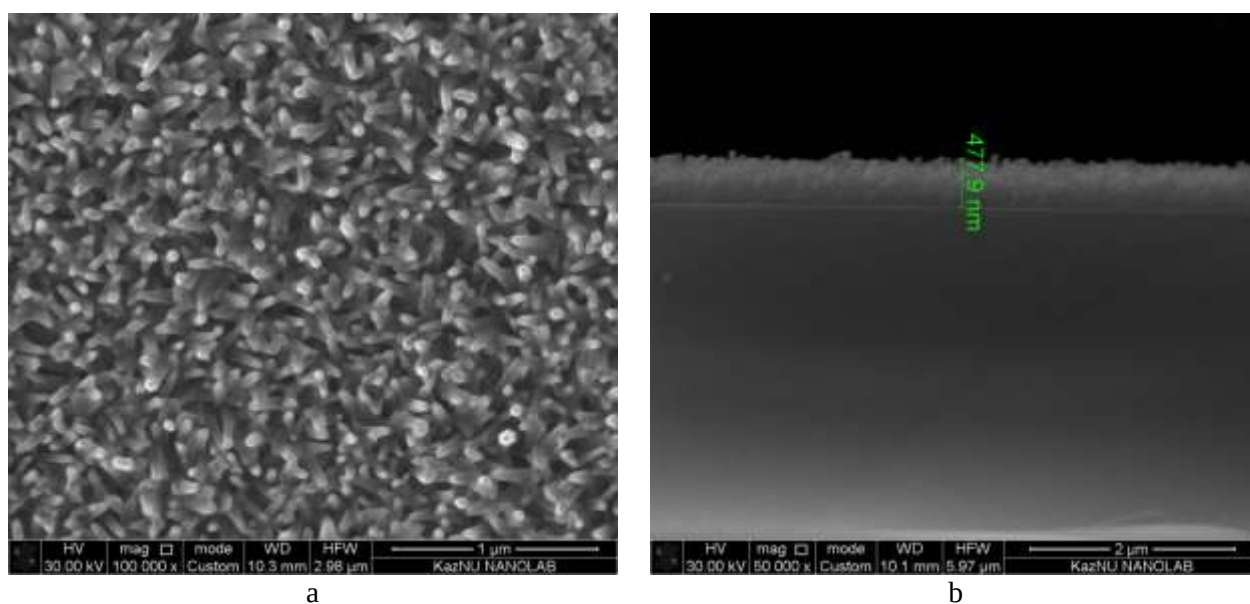
**Рисунок 2** – SEM плёнки ZnO, полученной при синтезе из раствора 50 мМ при добавлении 5 вес.% ПАВ, длительность синтеза 1 час; а – вид сверху, b – вид сбоку

Как показали результаты сканирующей электронной микроскопии, из раствора 50 мМ за время 1 час формируются стержни диаметром в среднем 90 нм и длиной порядка 2.5 μ (рисунок

1). Аналогичные исследования были проведены при добавлении различных концентраций ПАВ в ростовой раствор, содержащий 15мМ базовых компонентов раствора (рисунки 4, 5).



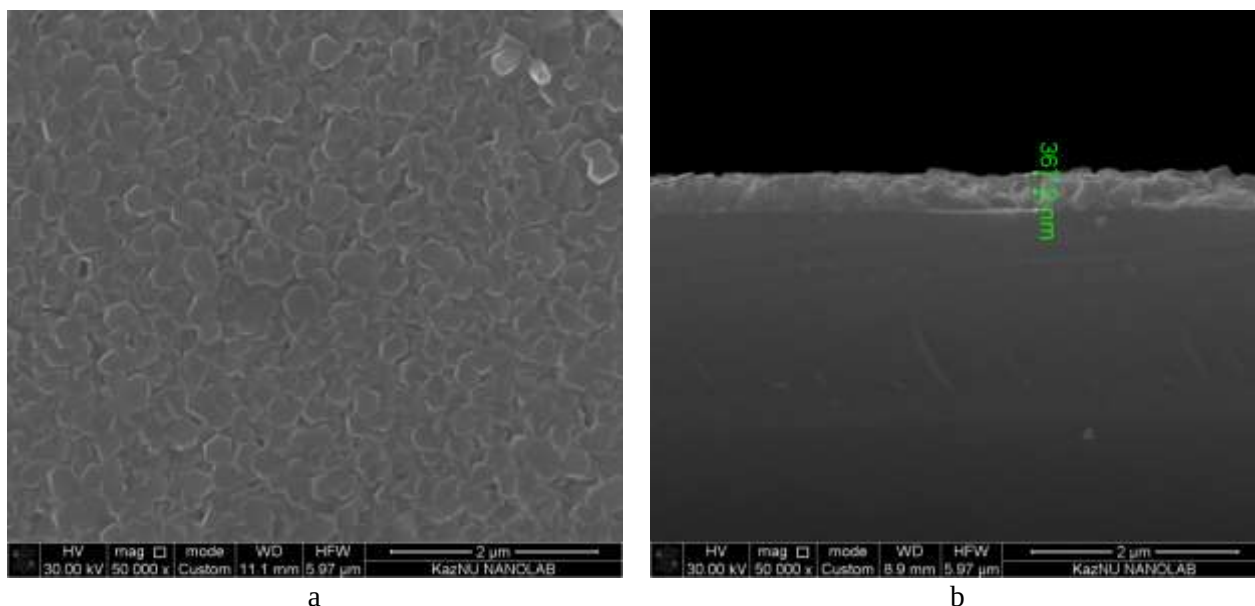
**Рисунок 3** – SEM плёнки ZnO, полученной при синтезе из раствора 50 мМ при добавлении 10 вес.% ПАВ, длительность синтеза 1 час; а – вид сверху, б – вид сбоку



**Рисунок 4** – SEM плёнки ZnO, полученной при синтезе из раствора 15мМ при добавлении 5 вес.% ПАВ, длительность синтеза 1 час; а – вид сверху, б – вид сбоку

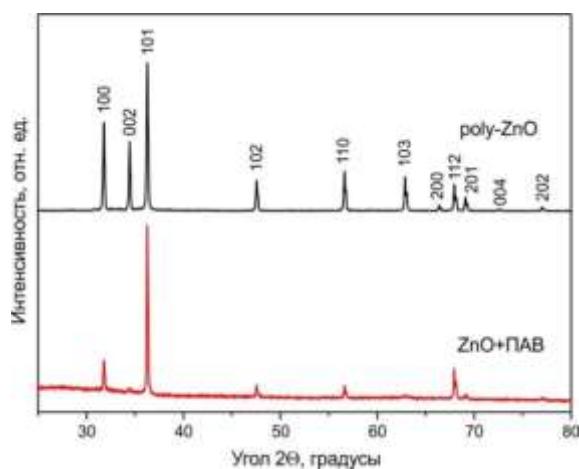
Добавление ПАВ кардинально изменяет механизм роста наностержней ZnO, как показано на рисунках 2-5. Видно, что вместо массива наностержней формируется плёнка с размерами отдельных шестигранников около 200 нм. Морфология поверхности плёнок, составленная из пирамид вместо шестигранников весьма необычна для плёнок, полученных гидротермальным синтезом, так как плёнки

получаются путём разрастания вширь и смыкания шестигранных стержней. Стержни, в свою очередь, растут вдоль направления преимущественного роста (002) оксида цинка. Изменение морфологии полученных плёнок по сравнению с плёнками, получаемыми в обычном гидротермальном синтезе, свидетельствует, что небольшие добавки ПАВ приводят к смене направления преимущественного роста.



**Рисунок 5** – SEM плёнки ZnO, полученной при синтезе из раствора 15мМ при добавлении 10 вес.% ПАВ, длительность синтеза 1 час; а – вид сверху, b – вид сбоку

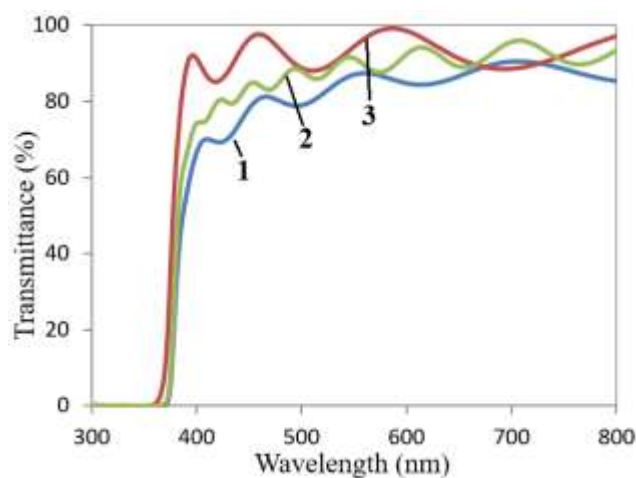
Поэтому были проведены рентгенструктурные (XRD) измерения. Все рассматриваемые образцы были исследованы методом рентгеноструктурного анализа (XRD) при одинаковых условиях. По данным XRD дифракционные пики, расположенные при  $31,76^\circ$ ,  $34,42^\circ$ ,  $36,25^\circ$ ,  $47,53^\circ$ ,  $56,59^\circ$ ,  $67,94^\circ$  и  $69,08^\circ$ , индексированы как гексагональные фазы вюрцита ZnO (JCPDS № 01-075-9742). XRD результаты для образца ZnO, полученного при синтезе из раствора 50мМ при добавлении 10 вес.%. ПАВ приведены на рисунке 6. Для сравнения показан также образец поликристаллического порошкового ZnO.



**Рисунок 6** – XRD результаты для образца ZnO, полученного при синтезе из раствора 50 мМ при добавлении 10 вес.%. ПАВ

Видно, что в отличие от обычного случая с преобладанием рефлекса (002), который всегда наблюдается в образцах, выращенных гидротермальным методом, в данном случае преобладает рефлекс (101), а рефлекс (002) почти отсутствует. Для выяснения причин такого действия ПАВ на изменение направления преимущественного роста и получения толстых плёнок, растущих в направлении (101), требуются дальнейшие исследования.

На рисунке 7 приведены спектры пропускания этих плёнок ZnO без ПАВ, а также с 5 вес.%. ПАВ и 10 вес.%. ПАВ.



**Рисунок 7** – Спектры пропускания плёнок ZnO на стеклянных подложках, выращенные в растворе с концентрацией 50 мМ: 1 - без ПАВ, 2 - 5 вес.%. ПАВ, 3 - 10 вес.%. ПАВ

Полученные плёнки ZnO на стеклянных подложках, выращенные в растворе с концентрацией 50 мМ, имеют высокую прозрачность и однородность. На спектрах видна интерференционная картина, что говорит о высокой однородности плёнок, при этом средний коэффициент пропускания в видимой области достигает ~90 %.

### Заключение

Наноструктурированные образцы ZnO были синтезированы экономичным гидротермальным методом. Изучены морфология, структурные и оптические свойства полученных образцов. Результаты исследования синтезированных образцов методом показали, что добавление органических поверхностно-активных веществ в раствор для роста позволяет влиять на морфологические и структурные свойства материалов. Добавление ПАВ (додецилсульфат

натрия) в ростовой раствор вызывает сильное изменение не только морфологии плёнок, но и наностержней. Замечено, что увеличение содержания ПАВ в растворе роста влечёт увеличение поперечного размера наностержней с одновременным уменьшением их длины. Таким образом, разработаны методы управляемого изменения морфологии синтезируемых плёнок и массивов наностержней ZnO путём изменения состава ростового раствора при добавлении поверхностно-активных веществ. Полученные образцы оксида цинка перспективны для применения в качестве основы оптоэлектронных устройств, электрохимических биосенсоров и в других приложениях.

### Благодарность

Работа была выполнена в рамках Гранта № АР23488569 Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан.

### Литература

- 1 Thi L.T., Thi L.N.V., Hung-Anh T.V., Quoc V.H., Anh T.D., Viet H.N., Huu T.N. Enhanced photocatalytic activity of ZnO nanorods grown from atmospheric pressure spatial atomic layer deposition-derived seeds via chemical bath deposition synthesis // *Optical Materials*. – 2025. – Vol. 161. – P.116808.
- 2 Ramadevi S.P., Lavanya T., Kuppusamy T., Jayalakshmi V. Novel self-powered UV photodetectors based on nematic liquid crystal integrated with ZnO nanorods // *Journal of Molecular Liquids*. – 2025. – Vol. 425. – P.127127.
- 3 Prabhu S., Pavan P.-G., Komatireddy D.-R., Cristian H.-C., Aravindhan S., Ramalinga V.-M., Siva Ch. Synthesis of isolated ZnO nanorods on introducing g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub> for improved photoelectrocatalytic methanol production by CO<sub>2</sub> reduction // *Inorganic Chemistry Communications*. – 2024. – Vol. 170(2). – P.113313.
- 4 Abdullin K.A., Cicero G., Gritsenko L.V., Kumeikov S.E., Markhabaeva A.A. Effect of annealing and hydrogen plasma treatment on the luminescence and persistent photoconductivity of polycrystalline ZnO films // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 121(24). – P. 245303-1 –245303-6.
- 5 Liu Y.-H., Young S.-J., Ji L.-W., Chu Y.-L., Chang S.-J. High-sensitive ethanol gas sensor using Ag modified ZnO nanosheets // *Talanta Open*. – 2024. – Vol.10. – P.100386.
- 6 Pronin I.A., Plugin I.A., Kolosov D.A., Karmanov A.A., Yakushova N.D., Varezchnikov A.S., Komolov A.S., Lazneva E.F., Koroleva A.V., Moshnikov V.A., Kondratev V.M., Glukhova O.E., Korotcenkov G., Sysoev V.V. Sol-gel derived ZnO film as a gas sensor: Influence of UV processing versus a thermal annealing // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2024. – Vol. 377. – P.115707.
- 7 Meng F., Li G., Ji H., Yuan Z. Investigation on oxygen vacancy regulation mechanism of ZnO gas sensors under temperature modulation mode to distinguish alcohol homologue gases // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 2025. – Vol.423. – P.136747.
- 8 Zhou R., Lam K.H. ZnO@Ni symmetric supercapacitors in application of sustainable energy storage // *Journal of Energy Storage*. – 2025. – Vol.107. – P.114991.
- 9 Abdullin K., Gabdullin M., Kalkozova Z., Kudryashov V., Mirzaeian M., Yelemessov K., Baskanbayeva D., Serikkanov A. Enhancing the Electrochemical Performance of ZnO-Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub> and Zn-Co-O Supercapacitor Electrodes Due to the In Situ Electrochemical Etching Process and the Formation of Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub> Nanoparticles // *Energies*. – 2024. – Vol.17. – P.1888.
- 10 Aiswarya R., Kalaivani T. Facile synthesis of highly porous hierarchical ZnO nano-flowers array over graphene oxide nanocomposite for high performance supercapacitor applications // *Electrochimica Acta*. – 2025. – Vol.515. – P.145676.
- 11 Deepa G., Balasundaram O.N. Society based photovoltaic application of dye sensitized solar cell of Indium doped ZnO photoanode using cactus fruit via solvothermal method // *Optical Materials*. – 2024. – Vol. 157(1). – P.116138.
- 12 Mufti N., Ardilla O.D., Yuliana E.S., Wulandari R.F., Taufiq A., Setiyanto H., Aziz M., Salim A.A., Suryana R., Septina W. Improved performance of a SWCNT/ZnO nanostructure-integrated silicon thin-film solar cell: role of annealing temperature // *Materials Advances*. – 2024. – Vol. 5(22). – P.9018-9031.

- 13 Cheng L., Guo R., Zheng W., He K., Geng Y., Liu L., Ai Q., He Y., Zhang Y.N., Zhao Y. ZnO-Nafion assisted optical fiber dual-SPR biosensor for simultaneous detection of urea and uric acid concentrations // *Biosensors and Bioelectronics*. – 2025. – Vol. 271. – P. 117076.
- 14 Tolubayeva D.B., Gritsenko L.V., Kedruk Y.Y., Aitzhanov M.B., Nemkayeva R.R., Abdullin K.A. Effect of hydrogen plasma treatment on the sensitivity of ZnO based electrochemical non-enzymatic biosensor // *Biosensors*. – 2023. – Vol.13. – P.793.
- 15 Liu Y., Xiao Y., Zhang Y., Gao X., Wang H., Niu B., Li W. ZnO-rGO-based electrochemical biosensor for the detection of organophosphorus pesticides // *Bioelectrochemistry*. – 2024. – Vol. 156. – P. 108599.
- 16 Paltusheva Z., Gritsenko L., Kedruk Y., Abdullin K., Aitzhanov M., Kalkozova Z. Electrochemical sensor for ascorbic acid based on zinc oxide nanostructures // *Recent Contributions to Physics*. – 2023. – Vol. 86 (3). – P. 49–56.
- 17 Bakranova D., Seitov B., Bakranov N. Photocatalytic and Glucose Sensing Properties of ZnO-Based Nanocoating // *ChemEngineering*. – 2023. – Vol.7. – P.22.
- 18 Kedruk Y.Y., Contestabile A., Zeng J., Fontana M., Laurenti M., Gritsenko L.V., Cicero G., Pirri C.F., Abdullin K.A. Morphology Effects on Electro- and Photo-Catalytic Properties of Zinc Oxide Nanostructures // *Nanomaterials*. – 2023. – Vol. 13. – P. 2527.
- 19 Markhabayeva A.A., Kalkozova Z.K., Nemkayeva R., Yerlanuly Y., Anarova A.S., Tulegenova M.A., Tulegenova A.T., Abdullin K.A. Construction of a ZnO heterogeneous structure using Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub> as a co-catalyst to enhance photoelectrochemical performance // *Materials*. – 2024. –Vol. 17. – P.146.
- 20 Bakranov N., Kuli Z., Nagel D., Bakranova D. Nanomaterials engineering for enhanced low energy nuclear reactions: a comprehensive review and future prospects // *Frontiers in Materials*. –2024. – Vol.11.
- 21 Sudapalli A.M., Shimpi N.G. 3D ZnO sunstar rose nanoflowers morphology with surfactant-assisted reflux exhibit excellent optical properties and photocatalytic activity against hazardous organic dyes // *Optical Materials*. – 2023. – Vol. 136. – P.113391.
- 22 Perhația I., Mureșan L.E., Belcovici A., Popa A., Borodi G., Mesaroș A., Tudoran L.-B. Influence of different additives on the morphology, defect state and luminescence of ZnO nanoparticles // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. – 2024. –Vol. 684. – P.133102.
- 23 Gritsenko L., Tolubayeva D. (2022). Effect of the morphology of zinc oxide layers on the electrochemical properties of biosensors // *Recent Contributions to Physics*. – 2022. – Vol. 83 (4). – P. 29–37.
- 24 Ftahi W., AL-Shaeri N., Yang Y., Ahmed S.A., Tang Y., Liu Q., Ni Y. Investigating the temperature and Al doping effect on the O<sub>2</sub> adsorption Process on ZnO nanowire surface: A ReaxFF-MD approach // *Computational Materials Science*. – 2025. – Vol.252. – P.113774.
- 25 Shahriyari A., Bagherzadeh-Nobari Sh., Yousefiazad M., Manavizadeh N., Pourfarzad H., GolshanBafghi Z., Ahmadi H., Gholipour F. High-sensitivity creatine detection using doped ZnO nanoribbon biosensors: A density functional theory approach // *Sensing and Bio-Sensing Research*. – 2025. – Vol. 100767.
- 26 Yang T.-Y., Yu G.-X., Liu J., Li X., Chen L., Guo Z. Bimetallic Au-Pt nanoparticle-supported ZnO porous nanobelts for selective gas sensing enhancement to benzene // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 2025. – Vol.426. – P.137125.
- 27 Agale P., Salve V., Mardikar S., Patange S., More P. Synthesis and characterization of hierarchical Sr-doped ZnO hexagonal nanodisks as an efficient photocatalyst for the degradation of methylene blue dye under sunlight irradiation // *Applied Surface Science*. – 2024. – Vol. 672. –P. 160795.
- 28 Wang X., Chen Q., Yang D., Li Y., Yin D., Ni B., Lu W., Sun G., Feng M. Ag doped ZnO hollow nanosphere as a photocatalyst for enhanced performance in photo-assisted Li-O<sub>2</sub> batteries // *Surfaces and Interfaces*. – 2025. – Vol. 56. – P. 105679.
- 29 Swarupa O.K., Sahu S., Sahoo S., Sahoo P.K., Pradhan A.K., Sarkar J.K., Datta P.K., Das S.-K. Growth of high-density Zinc Oxide (ZnO) nanoflowers in all aqueous two-step method and their application in second harmonic generation of femtosecond laser // *Optical Materials*. – 2024. –Vol. 157(2). – P. 116240.
- 30 Soli J., Kachbouri S., Elaloui E., Charnay C. Role of surfactant type on morphological, textural, optical, and photocatalytic properties of ZnO nanoparticles obtained by modified sol–gel // *J Sol-Gel Sci Technol*. – 2021. – Vol. 100. – P.271–285.
- 31 Maraeva E.V., Permiakov N.V., Kedruk Y.Y., Gritsenko L.V., Abdullin K.A. Creating a virtual device for processing the results of sorption measurements in the study of zinc oxide nanorods // *Chimica Techno Acta*. – 2020. – Vol. 7. – P. 154–158.
- 32 Baby B., Devi M.D.S., Subramani T., Perumalsamy V., Muthusamy P., Umamaheswaran S. HMT Surfactant Assisted Synthesis of ZnO Nanoparticles for Effect on Photocatalytic and Antibacterial Activities: An Impact Evidence of Strong Morphology // *J Inorg Organomet Polym*. – 2024.
- 33 Peng L., Zhang H.-Y., Li Z.-J., Zhang J. Effect of surfactants on morphology, structure and photoluminescence properties of Eu-doped ZnO microsphere // *Optoelectronics Letters*. – 2020. –Vol. 16. – P.293-297.
- 34 Valtsifer V.A., Sivtseva A.V., Kondrashova N.B., Shamsutdinov A.S., Averkina A.S., Valtsifer I.V., Feklistova I.N., Strelnikov V.N. Influence of Synthesis Conditions on the Properties of Zinc Oxide Obtained in the Presence of Nonionic Structure-Forming Compounds // *Nanomaterials*. – 2023. – Vol. 13. – P.2537.
- 35 Du J., Liu Q., Jiang W., Qiu H., Zhang Y., He W. Effect of surfactants on the morphology of ZnCo<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanoflowers prepared by hydrothermal method // *Solid State Sciences*. – 2025. –Vol. 160. – P.107808.



## References

- 1 L.T. Thi, L.N.V. Thi, T.V. Hung-Anh, V.H. Quoc, T.D. Anh, H.N. Viet, T.N. Huu, *Optical Materials*, 161, P.116808 (2025). DOI: [10.1016/j.optmat.2025.116808](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2025.116808)
- 2 S.P. Ramadevi, T. Lavanya, T. Kuppusamy, V. Jayalakshmi, *Journal of Molecular Liquids*, 425, P.127127 (2025). DOI: [10.1016/j.molliq.2025.127127](https://doi.org/10.1016/j.molliq.2025.127127)
- 3 S. Prabhu, P.-G. Pavan, D.-R. Komatireddy, H.-C. Cristian, S. Aravindhana, V.-M. Ramalinga, Ch. Siva, *Inorganic Chemistry Communications*, 170(2), P.113313 (2024). DOI: [10.1016/j.inoche.2024.113313](https://doi.org/10.1016/j.inoche.2024.113313)
- 4 K.A. Abdullin, G. Cicero, L.V. Gritsenko, S.E. Kumeikov, A.A. Markhabaeva, *Journal of Applied Physics*, 121(24), P. 245303-1 –245303-6 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4989826>
- 5 Y.-H. Liu, S.-J. Young, L.-W. Ji, Y.-L. Chu, S.-J. Chang, *Talanta Open*, 10, P.100386 (2024). DOI: [10.1016/j.talo.2024.100386](https://doi.org/10.1016/j.talo.2024.100386)
- 6 I.A. Pronin, I.A. Plugin, D.A. Kolosov, A.A. Karmanov, N.D. Yakushova, A.S. Varezchnikov, A.S. Komolov, E.F. Lazneva, A.V. Koroleva, V.A. Moshnikov, V.M. Kondratev, O.E. Glukhova, G. Korotcenkov, V.V. Sysoev, *Sensors and Actuators A: Physical*, 377, P.115707 (2024). DOI: [10.1016/j.sna.2024.115707](https://doi.org/10.1016/j.sna.2024.115707)
- 7 F. Meng, G. Li, H. Ji, Z. Yuan, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 423, P.136747 (2025). DOI: [10.1016/j.snb.2024.136747](https://doi.org/10.1016/j.snb.2024.136747)
- 8 R. Zhou, K.-H. Lam, *Journal of Energy Storage*, 107, P.114991 (2025). DOI: [10.1016/j.est.2024.114991](https://doi.org/10.1016/j.est.2024.114991)
- 9 K. Abdullin, M. Gabdullin, Z. Kalkozova, V. Kudryashov, M. Mirzaeian, K. Yelemessov, D. Baskanbayeva, A. Serikkanov, *Energies*, 17, P. 1888 (2024). DOI: [10.3390/en17081888](https://doi.org/10.3390/en17081888)
- 10 R. Aiswarya, T. Kalaivani, *Electrochimica Acta*, 515, P.145676 (2025). DOI: [10.1016/j.electacta.2025.145676](https://doi.org/10.1016/j.electacta.2025.145676)
- 11 G. Deepa, O.N. Balasundaram, *Optical Materials*, 157 (1), P.116138 (2024). DOI: [10.1016/j.optmat.2024.116138](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2024.116138)
- 12 N. Mufti, O.D. Ardilla, E.S. Yuliana, R.F. Wulandari, A. Taufiq, H. Setiyanto, M. Aziz, A.A. Salim, R. Suryana, W. Septina, *Materials Advances*, 5(22), P.9018-9031 (2024). DOI: [10.1039/d4ma00726c](https://doi.org/10.1039/d4ma00726c)
- 13 L. Cheng, R. Guo, W. Zheng, K. He, Y. Geng, L. Liu, Q. Ai, Y. He, Y.N. Zhang, Y. Zhao, *Biosensors and Bioelectronics*, 271, P. 117076 (2025). DOI: [10.1016/j.bios.2024.117076](https://doi.org/10.1016/j.bios.2024.117076)
- 14 D.B. Tolubayeva, L.V. Gritsenko, Y.Y. Kedruk, M.B. Aitzhanov, R.R. Nemkayeva, K.A. Abdullin, *Biosensors*, 13, P.793 (2023). DOI: [10.3390/bios13080793](https://doi.org/10.3390/bios13080793)
- 15 Y. Liu, Y. Xiao, Y. Zhang, X. Gao, H. Wang, B. Niu, W. Li, *Bioelectrochemistry*, 156, P.108599 (2024). DOI: [10.1016/j.bioelechem.2023.108599](https://doi.org/10.1016/j.bioelechem.2023.108599)
- 16 Z. Paltusheva, L. Gritsenko, Y. Kedruk, K. Abdullin, M. Aitzhanov, Z. Kalkozova, *Recent Contributions to Physics (Rec.Contr.Phys.)*, 86, P. 49–56 (2023). DOI: [10.26577/RCPh.2023.v86.i3.06](https://doi.org/10.26577/RCPh.2023.v86.i3.06)
- 17 D. Bakranova, B. Seitov, N. Bakranov, *ChemEngineering*, 7, P. 22 (2023). DOI: [10.3390/chemengineering7020022](https://doi.org/10.3390/chemengineering7020022)
- 18 Y.Y. Kedruk, A. Contestabile, J. Zeng, M. Fontana, M. Laurenti, L.V. Gritsenko, G. Cicero, C.F. Pirri, K.A. Abdullin, *Nanomaterials*, 13, P. 2527 (2023). DOI: <https://doi.org/10.3390/nano13182527>
- 19 A.A. Markhabayeva, Z.K. Kalkozova, R. Nemkayeva, Y. Yerlanuly, A.S. Anarova, M.A. Tulegenova, A.T. Tulegenova, K.A. Abdullin, *Materials*, 17, P.146 (2024). DOI: [10.3390/ma17010146](https://doi.org/10.3390/ma17010146)
- 20 N. Bakranov, Z. Kuli, D. Nagel, D. Bakranova, *Frontiers in Materials*, 11, (2024). DOI: [10.3389/fmats.2024.1500487](https://doi.org/10.3389/fmats.2024.1500487)
- 21 A.M. Sudapalli, N.G. Shimpi, *Optical Materials*, 136, P.113391 (2023). DOI: [10.1016/j.optmat.2022.113391](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2022.113391)
- 22 I. Perhația, L.E. Mureșan, A. Belcovi, A. Popa, G. Borod, A. Mesaroș, L.B. Tudoran, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 684, P.133102 (2024). DOI: [10.1016/j.colsurfa.2023.133102](https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2023.133102)
- 23 L. Gritsenko, D. Tolubayeva, *Recent Contributions to Physics (Rec.Contr.Phys.)*, 83, P. 29–37 (2022). DOI: [10.26577/RCPh.2022.v83.i4.04](https://doi.org/10.26577/RCPh.2022.v83.i4.04)
- 24 W. Ftahi, N. AL-Shaeri, Y. Yang, S.A. Ahmed, Y. Tang, Q. Liu, Y. Ni, *Computational Materials Science*, 252, P.113774 (2025). DOI: [10.1016/j.commatsci.2025.113774](https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2025.113774)
- 25 A. Shahriyari, Sh. Bagherzadeh-Nobari, M. Yousefizad, N. Manavizadeh, H. Pourfarzad, Z. GolshanBafghi, H. Ahmadi, F. Gholipour, *Sensing and Bio-Sensing Research*, 100767, (2025). DOI: [10.1016/j.sbsr.2025.100767](https://doi.org/10.1016/j.sbsr.2025.100767)
- 26 T.-Y. Yang, G.-X. Yu, J. Liu, X. Li, L. Chen, Z. Guo, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 426, P.137125 (2025). DOI: [10.1016/j.snb.2024.137125](https://doi.org/10.1016/j.snb.2024.137125)
- 27 P. Agale, V. Salve, S. Mardikar, S. Patange, P. More, *Applied Surface Science*, 672, P.160795 (2024). DOI: [10.1016/j.apsusc.2024.160795](https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2024.160795)
- 28 X. Wang, Q. Chen, D. Yang, Y. Li, D. Yin, B. Ni, W. Lu, G. Sun, M. Feng, *Surfaces and Interfaces*, 56, P.105679 (2025). DOI: [10.1016/j.surfin.2024.105679](https://doi.org/10.1016/j.surfin.2024.105679)
- 29 O.K. Swarupa, S. Sahu, S. Sahoo, P.K. Sahoo, A.K. Pradhan, J.K. Sarkar, P.K. Datta, S.K. Das, *Optical Materials*, 157 (2), P.116240 (2024). DOI: [10.1016/j.optmat.2024.116240](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2024.116240)
- 30 J. Soli, S. Kachbouri, E. Elaloui, C. Charnay, *J Sol-Gel Sci Technol*, 100, P.271-285 (2021). DOI: [10.1007/s10971-021-05653-4](https://doi.org/10.1007/s10971-021-05653-4)
- 31 E.V. Maraeva, N.V. Permiakov, Y.Y. Kedruk, L.V. Gritsenko, K.A. Abdullin, *Chimica Techno Acta*, 7 (4), P. 154-158 (2020). DOI: [10.15826/chimtech.2020.7.4.03](https://doi.org/10.15826/chimtech.2020.7.4.03)

32 B. Baby, M.D.S. Devi, T. Subramani, V. Perumalsamy, P. Muthusamy, S. Umamaheswaran, J Inorg Organomet Polym, (2024). DOI: 10.1007/s10904-024-03407-7

33 L. Peng, H.-Y. Zhang, Z.-J. Li, J. Zhang, Optoelectronics Letters, **16**, P. 293-297 (2020). DOI: [10.1007/s11801-020-9126-x](https://doi.org/10.1007/s11801-020-9126-x)

34 V.A. Valtsifer, A.V. Sivtseva, N.B. Kondrashova, A.S. Shamsutdinov, A.S. Averkina, I.V. Valtsifer, I.N. Feklistova, V.N. Strelnikov, Nanomaterials, **13**, P. 2537 (2023). DOI: 10.3390/nano13182537

35 J. Du, Q. Liu, W. Jiang, H. Qiu, Y. Zhang, W. He, Solid State Sciences, **160**, P.107808 (2025). DOI: 10.1016/j.solidstatesciences.2024.107808

#### История статьи:

Поступила 27 февраля 2025

Принята 11 марта 2025

#### Мақала тарихы:

Түсті – 27.02.2025

Қабылданды – 11.03.2025

#### Информация об авторах:

1. **Жанар Каниевна Калкозова** – к.ф.-м.н., ассоц. профессор, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан, e-mail: zhanar.kalkozova@kaznu.edu.kz

2. **Леся Владимировна Гриценко** (автор-корреспондент) – PhD, ассоц. проф. Satbayev University, г. Алматы, Казахстан, e-mail: gritsenko@satbayev.university

3. **Хабибулла Абдуллаевич Абдуллин** – д.ф.-м.н., проф., Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан.

4. **Айымкул Алихановна Мархабаева** – PhD, ст.преподаватель, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан; e-mail: aiko.marx87@gmail.com

#### Авторлар туралы мәлімет:

1. **Жанар Каниевна Калкозова** – ф.-м.ғ.к, қауым. профессор, Өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: zhanar.kalkozova@kaznu.edu.kz

2. **Леся Владимировна Гриценко** (автор-корреспондент) – PhD, қауым. профессор. Satbayev University, Алматы қ., Қазақстан, e-mail: gritsenko@satbayev.university

3. **Хабибулла Абдуллаевич Абдуллин** – ф.-м.ғ.к, проф., Өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан.

4. **Айымкул Алихановна Мархабаева** – PhD, ст.преподаватель, Өл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: aiko.marx87@gmail.com

IRSTI 29.19.21

<https://doi.org/10.26577/RCPh202592110>

S.K. Askerbekov<sup>1,2</sup> , A.U. Tolenova<sup>3\*</sup> , Ye.V. Chikhray<sup>2</sup> , A.A. Shaimerdenov<sup>1</sup> ,  
A.M. Akhanov<sup>1</sup> , D.S. Sairanbayev<sup>1</sup> 

<sup>1</sup>Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Institute of Experimental and Theoretical Physics,  
Almaty, Kazakhstan

<sup>3</sup>Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail: aktolkynntolen@gmail.com

## IRRADIATION EXPERIMENTS WITH $\text{Li}_2\text{TiO}_3/\text{Li}_4\text{SiO}_4$ TWO-PHASE LITHIUM CERAMICS AT THE WWR-K REACTOR

Advanced two-phase lithium ceramics  $\text{Li}_2\text{TiO}_3\text{-Li}_4\text{SiO}_4$  are considered as a potential candidate for use in solid-state fusion reactor blankets. This phase composition makes it possible to combine the high lithium content in orthosilicate  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  with the mechanical strength of lithium metatitanate  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ .

The study of the effect of neutron irradiation on two-phase lithium ceramics, as well as the correlation with its structural and physical properties, remains quite relevant, taking into account the technological diversity in the manufacture of the ceramics themselves and ceramic pebbles. This paper presents the results of an experiment on reactor irradiation of two-phase ceramics 25mol%  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  + 75mol%  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  obtained on the KALOS installation (Karlsruhe Lithium OrthoSilicate) using a modified melt-spraying technique. Neutron irradiation was carried out at the WWR-K research reactor (Almaty, Kazakhstan) for 21 days at a sample temperature of 50 °C. The accumulated fluence for thermal neutrons was  $3.7 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$ . The nuclear reaction rate was  $2.16 \cdot 10^{13} \text{ reactions/cm}^3 \cdot \text{s}$ ; the damage rate was  $7.63 \cdot 10^{-8} \text{ dpa/s}$ , the damage during the irradiation period was 0.14 dpa.

**Keywords:** two-phase lithium ceramics, neutron irradiation, tritium, tritium release.

С.Қ. Әскербеков<sup>1,2</sup>, А.У. Толенова<sup>3\*</sup>, Е.В. Чихрай<sup>2</sup>, Ә.А. Шаймерденов<sup>1</sup>,  
А.М. Аханов<sup>1</sup>, Д.С. Сайранбаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан

<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу  
институты, Алматы қ., Қазақстан

<sup>3</sup>Satbayev University, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: aktolkynntolen@gmail.com

## ВВР-К реакторында екіфазалы литий керамикасын $\text{Li}_2\text{TiO}_3/\text{Li}_4\text{SiO}_4$ сәулелендіру бойынша эксперименттер

Жетілдірілген екіфазалы литий керамикасы  $\text{Li}_2\text{TiO}_3 - \text{Li}_4\text{SiO}_4$  термоядролық реакторлардың қатты бланкеттерінде қолдануға перспективалы үміткер ретінде қарастырылады. Мұндай фазалық құрам  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  ортосиликатының жоғары литий мөлшерін  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  литий метатитанатының механикалық беріктігімен үйлестіруге мүмкіндік береді.

Екіфазалы литий керамикасына нейтрондық сәулелендірудің әсерін зерттеу, сондай-ақ оның құрылымдық және физикалық қасиеттерімен корреляциясы өзекті мәселе болып қала беруде, өйткені керамиканың және керамикалық сфералық түйіршіктердің өндіріс технологиялары әртүрлі. Бұл ұсынылған жұмыста балқыманы бүрку әдісі бойынша модификацияланған технологиямен KALOS (Karlsruhe Lithium OrthoSilicate) қондырғысында алынған  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  + 75 моль %  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  екіфазалы керамикасына реакторлық сәулелендіру экспериментінің нәтижелері келтірілген. Сондай-ақ, Нейтрондық сәулелендіру зерттеу реакторы ВВР-К-де (Алматы қ., Қазақстан Республикасы) 21 күн бойы 50 °C температурада жүргізілді. Жиынтық жылулық нейтрон флюенсі  $3.7 \cdot 10^{19} \text{ н/см}^2$  құрады. Ядролық реакциялардың жылдамдығы  $2.16 \cdot 10^{13} \text{ реакция/см}^3 \cdot \text{с}$ , ал атомдардың ығысу жылдамдығы  $7.63 \cdot 10^{-8}$

дра/с (бір атомға шаққандағы ығысу саны) деңгейіне жетті. Сәулелендіру кезеңіндегі жиынтық сәулелік зақым 0.14 дра құрады.

**Түйін сөздер:** екіфазалы литий керамикасы, нейтрондық сәулелендіру, тритий, тритий бөлінуі.

С.К. Аскербеков<sup>1,2</sup>, А.У. Толенова<sup>3\*</sup>, Е.В. Чихрай<sup>2</sup>, А.А. Шаймерденов<sup>1</sup>,  
А.М. Аханов<sup>1</sup>, Д.С. Сайранбаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, г. Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Научно-исследовательский институт  
экспериментальной и теоретической физики, г. Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Satbayev University, г. Алматы, Казахстан

\*e-mail: aktolkyn Tolen@gmail.com

### Эксперименты по облучению двухфазной литиевой керамики $\text{Li}_2\text{TiO}_3/\text{Li}_4\text{SiO}_4$ на реакторе ВВР-К

Усовершенствованная двухфазная литиевая керамика  $\text{Li}_2\text{TiO}_3\text{-Li}_4\text{SiO}_4$  рассматривается как потенциальный кандидат для использования в твердотельных бланкетах термоядерных реакторов. Такой фазовый состав позволяет сочетать высокое содержание лития в ортосиликате  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  с механической прочностью метатитаната лития  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ .

Исследование воздействия нейтронного облучения на двухфазную литиевую керамику, а также корреляция с ее структурными и физическими свойствами, остается актуальной задачей, учитывая технологическое разнообразие методов изготовления самой керамики и керамических сферических гранул. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования по реакторному облучению двухфазной керамики  $\text{Li}_2\text{TiO}_3 + 75\text{моль\% Li}_4\text{SiO}_4$ , полученной на установке KALOS (Karlsruhe Lithium OrthoSilicate) по модифицированной технологии распыления расплава. Нейтронное облучение проводилось в исследовательском реакторе ВВР-К (г. Алматы, Казахстан) в течение 21 дня при температуре образцов 50 °С. Накопленный флюенс тепловых нейтронов составил  $3.7 \cdot 10^{19}$  н/см<sup>2</sup>. Показано, что скорость ядерных реакций достигала  $2.16 \cdot 10^{13}$  реакций/см<sup>3</sup>·с; скорость накопления повреждений  $7.63 \cdot 10^{-8}$  дра/с (смещения на атом в секунду), а суммарное повреждение за период облучения составило 0.14 дра.

**Ключевые слова:** двухфазная литиевая керамика, нейтронное облучение, тритий, выделение трития.

### Introduction

Irradiation experiments with two-phase lithium ceramics  $\text{Li}_2\text{TiO}_3\text{-Li}_4\text{SiO}_4$  are attracting the attention of researchers in the field of nuclear/fusion energy and materials science. This material is considered as a potential candidate for use as solid fuel in advanced nuclear reactors, as well as a blanket material for use in thermonuclear reactors.

In the field of thermonuclear energy, the use of ceramic materials for the reproduction of tritium in the blanket of a thermonuclear installation is a strategically important area of research. Due to their unique thermophysical and thermomechanical characteristics, as well as high efficiency of tritium formation and release, lithium-containing ceramics are becoming a central element for the implementation of fusion reactor blanket concepts. Among the many material options, such as  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ ,  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ ,  $\text{Li}_2\text{O}$ ,  $\text{Li}_2\text{ZrO}_3$  and  $\text{Li}_2\text{AlO}_2$ , composite

materials that combine the positive qualities of several chemical compositions are attracting particular interest from researchers.

In a number of studies carried out in this direction, great attention is paid to studying the properties of ceramic pebbles, which are potential candidates for use as a blanket material for the future DEMO reactor [1,2]. The work of M. Xiang et al [3] stands out for its claim that two-phase composites consisting of  $\text{Li}_2\text{TiO}_3\text{-Li}_4\text{SiO}_4$  pebbles, where the second phase is dispersed in a  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  matrix, exhibit noticeable differences in grain structure compared to single-phase materials. The noted granularity of the composite is a key factor, given that grain size directly influences the tritium release properties of the ceramic material. Thus, increasing the yield of tritium from pebbles can be a decisive factor in optimizing tritium production and increasing the efficiency of a thermonuclear reactor blanket.

This aspect becomes the basis for further research and experiments aimed at determining the optimal characteristics of the blanket material and expanding the understanding of the mechanisms of tritium formation, release and transfer in ceramic materials. It is in this context that the study of the effect of neutron irradiation on two-phase lithium ceramics, as well as the correlation with its structural and physical properties, comes to the fore, providing the basis for the development and improvement of technologies in the field of fusion.

To date, a significant amount of research has been conducted on two-phase lithium ceramics under reactor conditions [4-9], including research conducted by authors of this article [10-13]. Most of these studies were performed *in situ*. These studies gave an understanding of how important it is to know the structural changes occurring in the ceramics themselves for understanding the processes of tritium production and release.

At the same time, accurate detection of tritium and helium release under reactor irradiation conditions requires carefully validated methodological approaches, as outlined in [14]. Equally crucial is the consideration of thermomechanical behavior at elevated temperatures, since significant stresses may arise in tightly packed pebble beds and the walls of steel capsules [15]. These factors must be taken into account when planning further high-temperature experiments with lithium ceramics.

This article provides a description of the first stage of the study, namely a description of the methodology of the already completed irradiation experiment, with the necessary calculated data on the irradiation parameters. This article is useful for further analysis (PIE), and, in the experience of the authors, is necessary for comparative assessments with the results of other reactor irradiation experiments of lithium ceramics. The methodological conditions of an experiment, especially such a multifactorial one as a reactor irradiation experiment, often affect some PIE results and are necessary for adequate interpretation of the results of future studies of irradiated lithium ceramics.

### Methodology of irradiation experiments at the WWR-K reactor

The WWR-K reactor, as a source of neutron radiation, provides unique opportunities for conducting irradiation experiments [16]. Lithium ceramic samples were irradiated in the reactor core to study the following parameters:

- Physical and mechanical properties: Changes in mechanical properties, including hardness, strength and resistance to cracking due to radiation,

as well as physical properties such as density, and changes in dimensional characteristics, which may vary due to exposure to neutron radiation.

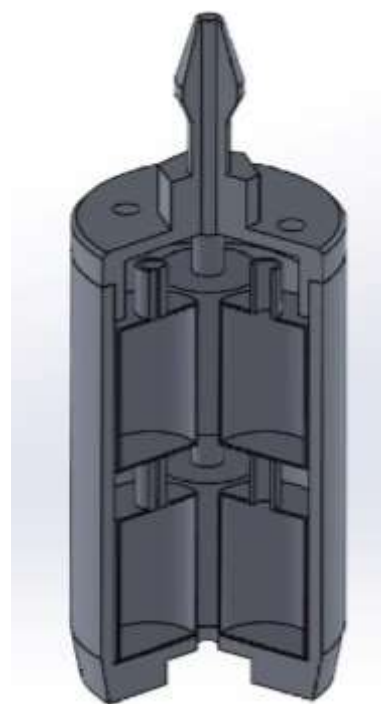
- Properties of tritium generation: Study of the dynamics of generation, accumulation and transfer of tritium in a material, providing a deep understanding of the mechanisms occurring under the influence of various types of radiation and temperature load.

The authors envisage the preparation of a number of additional publications, each of which will reveal the nuances of the above research points.

The main parameters of the conducted reactor experiment:

- Thermal neutron flux density in lithium ceramics is  $2 \cdot 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ ;
- Duration of irradiation 21.5 effective full power days;
- The temperature of the samples during irradiation did not exceed  $50^\circ \text{C}$ ;
- Reactor power 6 MW;
- The accumulated fluence for thermal neutrons is  $3.7 \cdot 10^{19} \text{ n}/\text{cm}^2$ .

The samples were placed in the center of the reactor core as shown in Figure 1.



**Figure 1** – Three dimensions view of irradiation device

The irradiation device (ID) is a WWR-K's standard irradiation ampoule, inside of which there are capsules with samples of different types of lithium ceramics (Figure 1). The capsules are cylindrical cases with a height of 30 mm, a diameter of 20 mm, and a wall thickness of 1 mm. It is worth noting that

before being placed in the appropriate capsules, the samples were wrapped in primary packaging made of aluminum foil. The capsules inside the ampoule are arranged in such a way that three capsules with samples (No. 1, No. 2, No. 3) are located in the lower part of the cell, and the rest (No. 4, No. 5, No. 6) are in the upper part. Capsules with samples are filled with argon and sealed, the capsules themselves and the ampoule are cooled with water. The standard ampoule is located in the irradiation channel of the WWR-K core. The ampoule and capsules are made of SAV-1 aluminum alloy. The irradiation channel itself is located on the periphery of the WWR-K core and is surrounded by beryllium blocks.

### The test samples

In the presented article, the emphasis is on the results with samples of two-phase lithium ceramics, namely 25mol%LMT+75mol%LOS (capsule No. 1), produced by specialists from KIT (Karlsruhe Institute of Technology). Here LMT indicates  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  – lithium metatitanate, and LOS stands for  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  – lithium orthosilicate.

The selection of such a phase composition combines the valuable characteristics of both ceramic phases: the susceptibility and lithium density from LOS, taking into account its dominant contribution of 75mol%, and the mechanical strength, chemical and thermal stability from LMT, with its share of 25mol%. This unique combination provides significant advantages in terms of radiation resistance and tritium production efficiency.

The physical characteristics are listed in Table 1, which also shows the atomic concentrations of various elements in the samples.

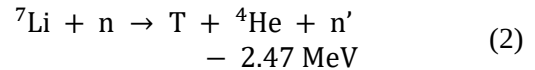
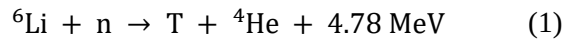
**Table 1** – Main sample's parameters

|                                                           |                                                                       |
|-----------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|
| Formula                                                   | 25 mol% $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ + 75 mol% $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ |
| Atomic concentrations of elements, $10^{-3}$ at/(barn·cm) | Li-6: 1.51,<br>Li-7: 18.61,<br>Ti: 6.03,<br>O: 26.15,<br>Si: 2.01     |
| Pebbles diameter, microns                                 | 250-1250                                                              |
| Average pebble bed height, mm                             | 0.7061                                                                |
| Density (pebble), g/cm <sup>3</sup>                       | 2.836                                                                 |
| Density (pebble bed), g/cm <sup>3</sup>                   | 1.5                                                                   |

### Neutronic calculations

Based on a detailed model of the WWR-K reactor core and the irradiation device with samples, and using the MCNP code for modeling particle transport, an accurate prediction was obtained for the formation and accumulation of nuclear reaction products in the studied lithium ceramic samples.

The main channels of nuclear reactions occurring with lithium are as follows:



As calculations have shown, due to the high cross section of reaction (1) and the predominantly thermal spectrum of neutrons in the reactor [17], tritium and helium are generated with a very noticeable intensity.

The production of tritium and helium in lithium ceramics by the end of irradiation was calculated. In particular, the recorded amount of produced tritium is 0.37 Ci, which is equivalent to 0.039 mg, and the amount of helium reaches 0.051 mg. These data are important for understanding the dynamics of processes occurring under the influence of neutron radiation. The reaction rates in lithium ceramics are also determined, which is determined by (3) formula (see Table 2).

Reaction rate  $Q$  [reaction/(cm<sup>3</sup>·s)]:

$$Q = n_0 \int \Phi(E)\sigma(E)dE, \quad (3)$$

where  $n_0$  is the nuclear concentration of the original isotope [nucleus/cm<sup>3</sup>];  $\Phi(E)$  – neutron flux density [n/(cm<sup>2</sup>·s)] and  $\sigma(E)$  – microscopic cross section of the reaction [barn].

**Table 2** –  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  reaction rate

| Sample volume, cm <sup>3</sup> | Pebble density, g/cm <sup>3</sup> | Reaction rate, reaction/(cm <sup>3</sup> ·s) |
|--------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------------------|
| 0.20                           | 2.84                              | $2.16 \cdot 10^{13}$                         |

The results of calculations of the total heat release and specific heat release from neutrons and gamma radiation (including delayed gamma) for the device elements are shown in Table 3. The height of the registration zone (cylinder) of the capsule and the canister was 5 mm.

For calculations of radiation damage in lithium ceramics, cross sections of ceramic breeders [18,19] were used, provided in a predefined structure of 100 energy groups for discrete levels of  ${}^6\text{Li}$  enrichment.



**Table 3** – Total heat release and specific heat release of device elements with a sample of lithium ceramics

| Material                 | Total heat, W | Specific heat, W/g |
|--------------------------|---------------|--------------------|
| Sample (pebble bed)      | 3.6           | 12.09              |
| Aluminum alloy (capsule) | 0.130         | 0.31               |
| Aluminum alloy (ampoule) | 1.8           | 0.31               |

First, the neutron flux densities in the samples were calculated for the 100-group energy spectrum. Then, using formula (4), the rate of damage and dpa for entire irradiation period at the WWR-K reactor was calculated

$$\frac{R}{N} = DPA/sec = \int_0^{E_{max}} \Phi(E_i) \sigma_D(E_i) dE_i, \quad (4)$$

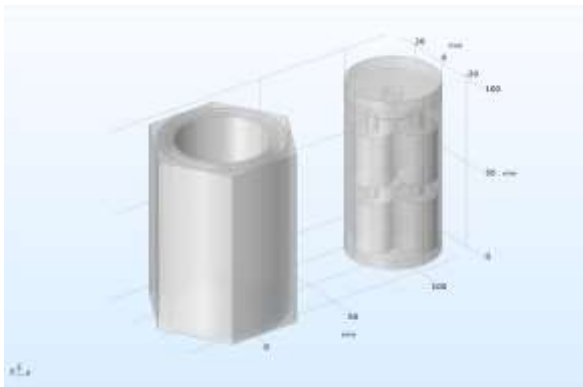
where  $R$  – the rate of damage [dpa/(m<sup>3</sup>·s)],  $N$  – atomic density [atom/m<sup>3</sup>],  $\sigma_D$  – cross section of atom displacement,  $\Phi(E_i)$  – flux distribution on energy.

The obtained calculation results were:

- Damage rate  $-7.63 \cdot 10^{-8}$  dpa/s
- Damage per 21 days – 0.14 dpa

### Thermophysical calculations

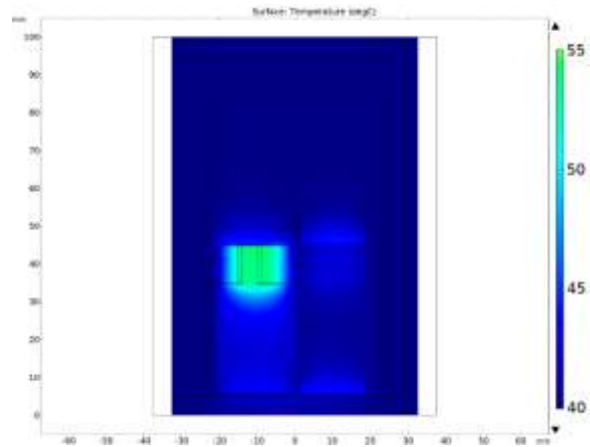
To verify the absence of a critical thermal load on the samples, it was necessary to determine the temperature distributions throughout the one-layer pebble bed. This was performed using numerical calculations of the temperature distribution throughout the volume of the working chamber, carried out in accordance with the previously described geometry. The calculation was carried out for a 3-dimensional model shown in Figure 2. The internal part of the ID (canister, capsules with samples and argon, water washing the canister and capsules) in Figure 2 is shown on the right for clarity.

**Figure 2** – 3D model of irradiation device

### Initial and boundary conditions

The initial temperature of all domains of the model is 40 °C. There is no heat exchange from the ends of the canister (top and bottom). The temperature of the outer surface of the hexagon and the incoming water is constrained to 40 °C.

Ceramics samples are located at the bottom of the capsules in one layer 0.7 mm thick. Capsules with samples are filled with argon at 1 atm and sealed. Water at a temperature of 40 °C is supplied to the canister water cooling cavities (shown in blue in Figure 3) from top to bottom at a speed of 0.1 m/sec. It is also assumed that the temperature of the outer surface of the irradiation channel (aluminum alloy hexagon) is constant and equal to 40 °C.

**Figure 3** – Temperature distribution in capsules (capsule №1 is in lower left part)

The calculation was carried out in a stationary mode.

The governing equations in the constructed model for calculating heat distribution were:

Equation of heat transfer between gas and surfaces of the sample and capsule wall:

$$\rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q, \quad (5)$$

where  $C_p$  – heat capacity at constant pressure, J/(kg·K);  $Q$  – total specific heat of the material, W/m<sup>3</sup>.

Heat transfer by radiation was not taken into account due to the low temperature of the samples and the irradiation device.

Standard temperature-dependent parameters for gases and materials were used for the calculation.

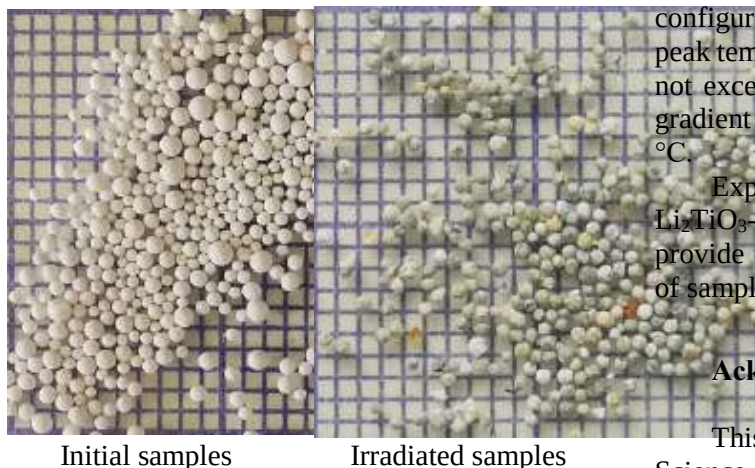
### Calculation results

The results of calculated temperature distribution over the sample and in the cavity of the capsule №1 are presented in the colors in Figure 3.

**Table 4** – Radial temperature distribution in pebble bed (capsule №1)

| Radius, mm | Temperature, °C |
|------------|-----------------|
| 0          | 41.5            |
| 3          | 43.1            |
| 6          | 43.6            |
| 9          | 43.4            |
| 12         | 43.1            |
| 15         | 42.2            |
| 18         | 41.1            |

The calculation results showed that for a given irradiation configuration and number of samples, the maximum heating temperature in the area of the capsule with samples will not exceed 55 °C. In this case, the maximum spread (gradient) of temperature along the radius of pebble bed will be no more than 2.5 °C.

**Figure 4** – Comparison of samples before and after irradiation

### Post-irradiation characterization

After the tests, samples were removed from the capsules and primary packaging, subsequently sorted into pebble-shaped and powdery fractions, as well as separate placement of the primary foil packaging. Since it is planned to conduct experiments with aluminum foil using liquid scintillation to determine residual tritium in it, the primary packaging was retained for additional studies.

### Conclusions

The results of neutron-physical calculations are presented: the amount of produced tritium and helium from lithium ceramics with a volume of 0.20 cm<sup>3</sup> were estimated as 0.039 mg and 0.051 respectively; the rate of <sup>6</sup>Li (n,α)T reaction was 2.16·10<sup>13</sup> reactions/cm<sup>3</sup>·s; the damage rate was 7.63·10<sup>-8</sup> dpa/s, total damage per irradiation period was 0.14 dpa.

The results of thermophysical calculations revealed that with the considered irradiation configuration and a given number of samples, the peak temperature along the capsule with samples will not exceed 55 °C, while the maximum temperature gradient along the sample filling will be limited to 2.5 °C.

Experiments with two-phase lithium ceramics Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>-Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub>, carried out at the WWR-K reactor, provide unique data on the interaction and behavior of samples under the influence of radiation load.

### Acknowledgements

This research is funded by the Committee of Science of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. BR21881930).

### References

- 1 Federici G., Kemp R., Ward D., Bachmann C., Franke T., Gonzalez S., Lowry C., Gadomska M., Harman J., Meszaros B., Morlock C., Romanelli F., Wenninger R. Overview of EU DEMO design and R&D activities // Fusion Engineering and Design. – 2014. – Vol. 89. – P. 882–889. doi:10.1016/j.fusengdes.2014.01.070.
- 2 Someya Y., Tobita K., Utoh H., Tokunaga S., Hoshino K., Asakura N., Nakamura M., Sakamoto Y. Design study of blanket structure based on a water-cooled solid breeder for DEMO // Fusion Engineering and Design. – 2015. – Vol. 98–99. – P. 1872–1875. doi:10.1016/j.fusengdes.2015.05.042.
- 3 Xiang M., Zhang Y., Zhang Y., Liu S., Liu H., Wang C., Gu C. Preparation of Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>-Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub> core-shell ceramic pebbles with enhanced crush load by graphite bed process // Journal of Nuclear Materials. – 2015. – Vol. 466. – P. 477–483. doi:10.1016/j.jnucmat.2015.08.007.
- 4 Yang M., Zhao L., Qin Y., Ran G., Gong Y., Wang H., Xiao C., Chen X., Lu T. Tritium release property of Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>-Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub> biphasic ceramics // Journal of Nuclear Materials. – 2020. – Vol. 538. – 152268. doi:10.1016/j.jnucmat.2020.152268.
- 5 Yang M., Zhao L., Ran G., Gong Y., Wang H., Peng S., Xiao C., Chen X., Lu T. Tritium release behavior of Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub> and 2Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>-Li<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub> biphasic ceramic pebbles fabricated by microwave sintering // Fusion Engineering and Design. – 2021. – Vol. 168. – 112390. doi:10.1016/j.fusengdes.2021.112390.

- 6 Zhou Q., Sun F., Hirata S., Li S., Li Y., Oya Y. Effect of neutron dose on the tritium release behavior of  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ – $0.5\text{Li}_4\text{SiO}_4$  biphasic ceramic // *International Journal of Hydrogen Energy*. – 2023. – Vol. 48, No. 11. – P. 4363–4370. doi:10.1016/j.ijhydene.2022.11.009.
- 7 Zhou Q., Togari A., Nakata M., Zhao M., Sun F., Xu Q., Oya Y. Release kinetics of tritium generation in neutron irradiated biphasic  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ – $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  ceramic breeder // *Journal of Nuclear Materials*. – 2019. – Vol. 522. – P. 286–293. doi:10.1016/j.jnucmat.2019.05.033.
- 8 Zhou Q., Li S., Hirata S., Sanfukuji A., Tan G., Taguchi A., Oya Y. Tritium and deuterium release behavior of  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ – $0.5\text{Li}_4\text{SiO}_4$ –Pb ceramic // *Ceramics International*. – 2023. – Vol. 49, No. 16, 15. – P. 26778–26785. doi:10.1016/j.ceramint.2023.05.214.
- 9 Qi Q., Wang J., Zhou Q., Zhang Y., Zhao M., Gu S., Luo G.-N. Comparison of tritium release behavior in  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  and promising core-shell  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ – $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  biphasic ceramic pebbles // *Journal of Nuclear Materials*. – 2020. – 152330. doi:10.1016/j.jnucmat.2020.152330.
- 10 Kulsartov T., Zaurbekova Z., Knitter R., Shaimerdenov A., Chikhray Y., Askerbekov S., Akhanov A., Kenzhina I., Kizane G., Kenzhin Y., Aitkulov M., Sairanbayev D. Studies of two-phase lithium ceramics  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ – $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  under conditions of neutron irradiation // *Nuclear Materials and Energy*. – 2022. – Vol. 30. – 101129. doi:10.1016/j.nme.2022.101129.
- 11 Kulsartov T., Zaurbekova Zh., Knitter R., Chikhray Ye., Kenzhina I., Askerbekov S., Shaimerdenov A., Kizane G. Reactor experiments on irradiation of two-phase lithium ceramics  $\text{Li}_2\text{TiO}_3/\text{Li}_4\text{SiO}_4$  of various ratios // *Fusion Engineering and Design*. – 2023. – Vol. 197. – 114035. doi:10.1016/j.fusengdes.2023.114035.
- 12 Kenzhina I., Kulsartov T., Chikhray Y., Kenzhin Y., Zaurbekova Z., Shaimerdenov A., Kizane G., Zarins A., Kozlovskiy A., Gabdullin M., Tolenova A. Analysis of the reactor experiments results on the study of gas evolution from two-phase  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ – $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  lithium ceramics // *Nuclear Materials and Energy*. – 2022. – Vol. 30. – 101132. doi:10.1016/j.nme.2022.101132.
- 13 Kulsartov T., Kenzhin Y., Knitter R., Kizane G., Chikhray Y., Shaimerdenov A., Askerbekov S., Akhanov A., Kenzhina I., Zaurbekova Z., Zarins A., Sairanbayev D. Investigation of hydrogen and deuterium impact on the release of tritium from two-phase lithium ceramics under reactor irradiation // *Nuclear Materials and Energy*. – 2022. – Vol. 30. – 101115. doi:10.1016/j.nme.2022.101115.
- 14 Заурбекова Ж.А., Эскербеков С.К., Шаймерденов А.А., Аханов А.М., Чихрай Е.В., Кизане Г., Төленова А.У. Методические эксперименты по изучению газовой выделения из материалов бланкетов термоядерных реакторов // *Вестник. Серия Физическая*. – 2021. – №1 (76). – С. 59–66. <https://doi.org/10.26577/RCPH.2021.v76.i1.07>.
- 15 Чихрай Е.В., Заурбекова Ж.А., Эскербеков С.К. Расчет термомеханических напряжений и деформаций в реакторном ампульном устройстве с литиевой керамикой под нейтронным облучением // *Вестник. Серия Физическая*. – 2023. – №3 (86). – С. 40–48. <https://doi.org/10.26577/RCPH.2023.v86.i3.05>.
- 16 Shaimerdenov A., Gizatulin S., Dyussambayev D., Askerbekov S., Kenzhina I. The WWR-K reactor experimental base for studies of the tritium release from materials under irradiation // *Fusion Science and Technology*. – 2020. – Vol. 76, No. 3. – P. 304–313. doi:10.1080/15361055.2020.1711852.
- 17 Koltochnik S.N., Sairanbayev D.S., Chekushina L.V., Gizatulin S.K., Shaimerdenov A.A. Comparison of neutron spectrum in the WWR-K reactor with LEU fuel against HEU one // *NNC RK Bulletin*. – 2018. – No. 4. – P. 14–17. (In Russ.). doi:10.52676/1729-7885-2018-4-14-17.
- 18 Leichtle D. Damage Parameters and Cross Sections for  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ . – 1999.
- 19 Leichtle D. Damage Parameters and Cross Sections for  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ . – 1999.

## References

- 1 G. Federici, R. Kemp, D. Ward, C. Bachmann, T. Franke, S. Gonzalez, C. Lowry, M. Gadomska, J. Harman, B. Meszaros, C. Morlock, F. Romanelli, R. Wenninger, *Fusion Eng. Des.* **89**, 882–889 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.01.070>
- 2 Y. Someya, K. Tobita, H. Utoh, S. Tokunaga, K. Hoshino, N. Asakura, M. Nakamura, Y. Sakamoto, *Fusion Eng. Des.* **98–99**, 1872–1875 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.05.042>
- 3 M. Xiang, Y. Zhang, Y. Zhang, S. Liu, H. Liu, C. Wang, C. Gu, *J. Nucl. Mater.* **466**, 477–483 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.08.007>
- 4 M. Yang, L. Zhao, Y. Qin, G. Ran, Y. Gong, H. Wang, C. Xiao, X. Chen, T. Lu, *J. Nucl. Mater.* **538**, 152268 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152268>
- 5 M. Yang, L. Zhao, G. Ran, Y. Gong, H. Wang, S. Peng, C. Xiao, X. Chen, T. Lu, *Fusion Eng. Des.* **168**, 112390 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112390>
- 6 Q. Zhou, F. Sun, S. Hirata, S. Li, Y. Li, Y. Oya, *Int. J. Hydrog. Energy* **48**, 4363–4370 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2022.11.009>
- 7 Q. Zhou, A. Togari, M. Nakata, M. Zhao, F. Sun, Q. Xu, Y. Oya, *J. Nucl. Mater.* **522**, 286–293 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2019.05.033>
- 8 Q. Zhou, S. Li, S. Hirata, A. Sanfukuji, G. Tan, A. Taguchi, Y. Oya, *Ceram. Int.* **49**, 26778–26785 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2023.05.214>

- 9 Q. Qi, J. Wang, Q. Zhou, Y. Zhang, M. Zhao, S. Gu, G.-N. Luo, J. Nucl. Mater. **540**, 152330 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152330>
- 10 T. Kulsartov, Z. Zaurbekova, R. Knitter, A. Shaimerdenov, Y. Chikhray, S. Askerbekov, A. Akhanov, I. Kenzhina, G. Kizane, Y. Kenzhin, M. Aitkulov, D. Sairanbayev, Nucl. Mater. Energy **30**, 101129 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101129>
- 11 T. Kulsartov, Z. Zaurbekova, R. Knitter, Y. Chikhray, I. Kenzhina, S. Askerbekov, A. Shaimerdenov, G. Kizane, Fusion Eng. Des. **197**, 114035 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2023.114035>
- 12 I. Kenzhina, T. Kulsartov, Y. Chikhray, Y. Kenzhin, Z. Zaurbekova, A. Shaimerdenov, G. Kizane, A. Zarins, A. Kozlovskiy, M. Gabdullin, A. Tolenova, Nucl. Mater. Energy **30**, 101132 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101132>
- 13 T. Kulsartov, Y. Kenzhin, R. Knitter, G. Kizane, Y. Chikhray, A. Shaimerdenov, S. Askerbekov, A. Akhanov, I. Kenzhina, Z. Zaurbekova, A. Zarins, D. Sairanbayev, Nucl. Mater. Energy **30**, 101115 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101115>
- 14 Z. Zaurbekova, S. Askerbekov, A. Shaimerdenov, G. Kizane, Y. Chikhray, A. Tolenova, Recent Contrib. Phys. **76**, 59–66 (2021). <https://doi.org/10.26577/RCPH.2021.v76.i1.07> (in Russ.)
- 15 Y. Chikhray, Z. Zaurbekova, S. Askerbekov, Recent Contrib. Phys. **86**, 40–47 (2023). <https://doi.org/10.26577/RCPH.2023.v86.i3.05> (in Russ.)
- 16 A. Shaimerdenov, S. Gizatulin, D. Dyussambayev, S. Askerbekov, I. Kenzhina, Fusion Sci. Technol. **76**, 304–313 (2020). <https://doi.org/10.1080/15361055.2020.1711852>
- 17 S. Koltchnik, D. Sairanbayev, L. Chekushina, S. Gizatulin, A. Shaimerdenov, NNC RK Bull. **4**, 14–17 (2018). <https://doi.org/10.52676/1729-7885-2018-4-14-17>
- 18 D. Leichte, Damage Parameters and Cross Sections for  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  (1999).
- 19 D. Leichte, Damage Parameters and Cross Sections for  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  (1999).

**Article history:**

Received 11 February 2025

Received in revised form 03 March 2025

Accepted 11 March 2025

**Мақала тарихы:**

Түсті – 11.02.2025

Түзетілген түрде түсті – 03.03.2025

Қабылданды – 11.03.2025

**Information about authors:**

1. **Saulet Askerbekov** – PhD, Institute of Nuclear Physics, Research Institute of Experimental and Theoretical Physics, al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [askerbekov@physics.kz](mailto:askerbekov@physics.kz)

2. **Aktolkyn Tolenova** (corresponding author) – Satbayev University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [aktolkynntolen@gmail.com](mailto:aktolkynntolen@gmail.com)

3. **Yevgeniy Chikhray** – Cand. Sci. (Tech.), Research Institute of Experimental and Theoretical Physics, al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [chikhray@physics.kz](mailto:chikhray@physics.kz)

4. **Asset Shaimerdenov** – PhD, Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [ashaimerdenov@inp.kz](mailto:ashaimerdenov@inp.kz)

5. **Assyl Akhanov** – Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [aakhanov@inp.kz](mailto:aakhanov@inp.kz)

6. **Darkhan Sairanbayev** – PhD, Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [d.sairanbayev@inp.kz](mailto:d.sairanbayev@inp.kz)

**Авторлар туралы мәлімет:**

1. **Сәулет Әскербеков** – PhD, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Ядролық физика институты, Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты. Қазақстан, Алматы қ., e-mail: [askerbekov@physics.kz](mailto:askerbekov@physics.kz)

2. **Ақтолқын Төленова** (автор-корреспондент) – Сәтбаев университеті, Қазақстан, Алматы қ., e-mail: [aktolkynntolen@gmail.com](mailto:aktolkynntolen@gmail.com)

3. **Евгений Чихрай** – т.ғ.к., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты. Қазақстан, Алматы қ., e-mail: [chikhray@physics.kz](mailto:chikhray@physics.kz)

4. **Әсет Шаймерденов** – PhD, Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ., e-mail: [ashaimerdenov@inp.kz](mailto:ashaimerdenov@inp.kz)

5. **Асыл Аханов** – Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ., e-mail: [aakhanov@inp.kz](mailto:aakhanov@inp.kz)

6. **Сайранбаев Дархан** – PhD, Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ., e-mail: [d.sairanbayev@inp.kz](mailto:d.sairanbayev@inp.kz)



Г.А. Исмаилова<sup>1</sup> , М.Б. Умерзакова<sup>2</sup> , Д.С. Пузикова<sup>3</sup> , С.Л. Пешая<sup>1,3\*</sup> 

<sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Институт химических наук им. А.Б. Бектурова, г.Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Институт топлива, катализа и электрохимии им. Д.В.Сокольского, г. Алматы, Казахстан

\*e-mail: [peshaya.svetlana@kaznu.kz](mailto:peshaya.svetlana@kaznu.kz)

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОЛИИМИДНЫХ ПЛЕНОК

В статье исследованы спектральные характеристики окрашенных полиимидных пленок, содержащих активный ярко-зеленый краситель 4С. Путем применения методов спектрофотометрии и Фурье-ИК-спектроскопии проанализировано влияние концентрации красителя на коэффициенты пропускания и отражения пленок. Экспериментально установлено, что увеличение содержания красителя снижает пропускание в видимой области спектра на 22–25% без изменения положения спектральных максимумов, что свидетельствует о равномерном распределении красителя в матрице без фазовой сегрегации. Показано, что введение красителя 4С приводит к формированию узкой полосы поглощения при 682 нм, что является характерным признаком стабильной окрашенной полимерной структуры. Исследования также подтвердили, что включение красителя способствует ускорению процесса полиимидообразования. Анализ методом ИК-спектроскопии выявил наличие дополнительных полос в области 1500–1000 см<sup>-1</sup>, что свидетельствует о возможном взаимодействии красителя с полиимидной матрицей. Полученные результаты подтверждают возможность использования окрашенных полиимидных пленок в качестве активных элементов оптических фильтров, сенсоров и лазерных систем. Контроль концентрации красителя позволяет варьировать оптические свойства пленок, что открывает перспективы их применения в фотонике, сенсорных технологиях и разработке функциональных материалов с заданными спектральными характеристиками.

**Ключевые слова:** окрашенные полиимидные пленки, активный зеленый 4С, коэффициент пропускания, коэффициент отражения.

Г.А. Исмаилова<sup>1</sup>, М.Б. Умерзакова<sup>2</sup>, Д.С. Пузикова<sup>3</sup>, С.Л. Пешая<sup>1,3\*</sup>

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

<sup>2</sup>А.Б. Бектұров атындағы химиялық ғылымдар институты, Алматы қ., Қазақстан

<sup>3</sup>Д.В. Сокольский атындағы жанармай, катализ және электрохимия институты, қ.Алматы, Қазақстан

\*e-mail: [peshaya.svetlana@kaznu.kz](mailto:peshaya.svetlana@kaznu.kz)

## Модификацияланған полиимидті жұқабақытардың оптикалық қасиеттері

Мақалада құрамында 4С жасыл түсті белсенді бояғышы бар боялған полиимидті пленкалардың спектрлік сипаттамалары зерттелді. Спектрофотометрия және Фурье-ИК спектроскопия әдістерін қолдану арқылы бояғыш концентрациясының пленкалардың өткізу және шағылу коэффициенттеріне әсері талданды. Эксперименттік зерттеулер бояғыштың мөлшерін арттыру көрінетін спектр аймағында жарық өткізгіштігінің 22–25%-ға төмендеуіне әкелетінін, алайда спектрлік максимумдардың орны өзгеріссіз қалатынын көрсетті. Бұл бояғыштың матрицада біркелкі таралғанын және фазалық сегрегацияның болмағанын дәлелдейді. Зерттеу нәтижелері 4С бояғышының енгізілуі 682 нм толқын ұзындығында тар сіңіру жолағын қалыптастыратынын көрсетті, бұл тұрақты боялған полимер құрылымының айрықша белгісі болып табылады. Сондай-ақ, бояғыштың полиимидті қалыптастыру процесін жылдамдататыны расталды. ИК-спектроскопия әдісі 1500–1000 см<sup>-1</sup> диапазонында қосымша сіңіру жолақтарының пайда болуын анықтады, бұл бояғыш пен полиимид матрицасы арасындағы ықтимал химиялық өзара әрекеттесуді білдіреді. Алынған нәтижелер боялған полиимидті пленкаларды оптикалық сүзгілердің, сенсорлардың және лазерлік жүйелердің белсенді элементтері ретінде пайдалану мүмкіндігін растайды. Бояғыш концентрациясын бақылау пленкалардың оптикалық қасиеттерін өзгертуге мүмкіндік береді, бұл оларды фотоникада, сенсорлық технологияларда және

берілген спектрлік сипаттамалары бар функционалды материалдарды әзірлеуде қолдану перспективаларын ашады.

**Түйін сөздер:** боялған полиимидті пленкалар, белсенді жасыл 4C, жарық өткізгіштік коэффициенті, шағылысу коэффициенті.

G.A. Ismailova<sup>1</sup>, M.B. Umerzakhova<sup>2</sup>, D.S. Puzikova<sup>3</sup>, S.L. Peshaya<sup>1,3\*</sup>

<sup>1</sup>Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>A.B. Bekturov institute of chemical sciences, Almaty, Kazakhstan

<sup>3</sup>D.V.Sokolsky institute of fuel, catalysis and electrochemistry, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail: [peshaya.svetlana@kaznu.kz](mailto:peshaya.svetlana@kaznu.kz)

## Optical properties of modified polyimide films

The paper investigates the spectral characteristics of colored polyimide films containing the active bright-green dye 4C. Using spectrophotometry and Fourier-transform infrared (FTIR) spectroscopy methods, the influence of dye concentration on the transmittance and reflectance coefficients of the films was analyzed. Experimental studies demonstrated that increasing the dye content reduces transmittance in the visible spectral region by 22–25% without shifting the spectral maxima, indicating uniform dye distribution within the matrix and the absence of phase segregation. The study confirmed that the introduction of dye 4C leads to the formation of a narrow absorption band at 682 nm, which is a characteristic feature of a stable dyed polymer structure. Additionally, the results showed that the inclusion of the dye accelerates the polyimide formation process. FTIR spectroscopy analysis revealed the presence of additional absorption bands in the 1500–1000 cm<sup>-1</sup> range, suggesting possible chemical interactions between the dye and the polyimide matrix. The obtained results confirm the feasibility of using colored polyimide films as active elements in optical filters, sensors, and laser systems. Controlling the dye concentration allows for fine-tuning the optical properties of the films, opening up new prospects for their application in photonics, sensor technologies, and the development of functional materials with predefined spectral characteristics.

**Key words:** dyed polyimide films, active green 4C, transmittance coefficient, reflectance coefficient.

## Введение

Полимерные системы обладают значительной вариабельностью, что позволяет регулировать их структуру и свойства для создания конкурентоспособных материалов, применимых в оптике, оптоэлектронике и других областях науки и техники [1-4]. На основе оптически прозрачных полимеров разрабатываются фотохромные, люминесцентные и генерирующие материалы, а также нелинейно-оптические нанокомпозиты, перспективные для лазерной оптики и оптоэлектроники [5-8]. Одним из важных преимуществ прозрачных полимеров перед традиционными оптическими материалами (неорганическими стеклами и высокотемпературными кристаллами) является возможность введения в них различных красителей и других соединений, выполняющих функции активных компонент. Это позволяет получать из них не только элементы обычной оптики (линзы, призмы, отклоняющие пластинки и т. п.), но и специфические элементы для лазерной оптики (активные элементы, пассивные лазерные затворы, пространственно неоднородные

просветляющие фильтры и т. п.), а также ограничители мощного оптического излучения и т. д. [9-11].

В последние годы особый интерес вызывает использование алициклических полиимидов в качестве матрицы для создания оптически активных материалов. Алициклические полиимиды обладают высокой термической стабильностью, механической прочностью и оптической прозрачностью в широком спектральном диапазоне, что делает их перспективными для применения в оптоэлектронных устройствах [12,13]. Введение ярко-зелёного красителя 4C в алициклический полиимид обусловлено его уникальными спектральными характеристиками, включая интенсивное поглощение и излучение в видимой области спектра. Это позволяет создавать материалы с заданными оптическими свойствами, необходимыми для разработки эффективных люминесцентных устройств и сенсоров [14].

Целью настоящей работы является изучение оптических свойств пленок из окрашенного алициклического полиимиды, содержащего различную концентрацию ярко-зеленого 4C красителя.



Объектом данного исследования являются алициклические полиимидные пленки с активными красителями. Методы исследования, которые были использованы в данной статье – сканирующая спектрофотометрия в ультрафиолетовой и видимой области, ФТИК-спектрометрия. Понимание влияния концентрации красителя на оптические характеристики плёнок позволит оптимизировать его состав для конкретных приложений в области оптики и оптоэлектроники.

### Методология

Исследования проводились с растворами полиимида (ПИ), синтезированного по методике [15] в N,N'-диметилацетамиде (ДМАА). Полученные авторами в [15] полиамидокислоты подвергались термоимидизации при 250–350 °С, после чего исследовались их оптические свойства и диэлектрические характеристики. Для исследования оптических характеристик был выбран активный зеленый 4С фирмы ООО "Уралхиминвест" (г. Уфа, Россия) - натриевая соль [4,4'-бис(N,N-диметиламино)-(2"-гидрокси-3",6"-дисульфonato)] нафтилдифенилкарбения, молекулярная формула:  $C_{27}H_{25}N_2O_7S_2Na$ . Выбор данного красителя был обусловлен его высокой растворимостью в полярных средах, а также термической и химической стабильностью [16, 17].

Композиции ПИ с красителем получали двумя способами:

а. Смешиванием 20 % растворов полиимида с растворами красителя в этом же растворителе;

б. При проведении синтеза полиимида в присутствии каталитических количеств этого красителя.

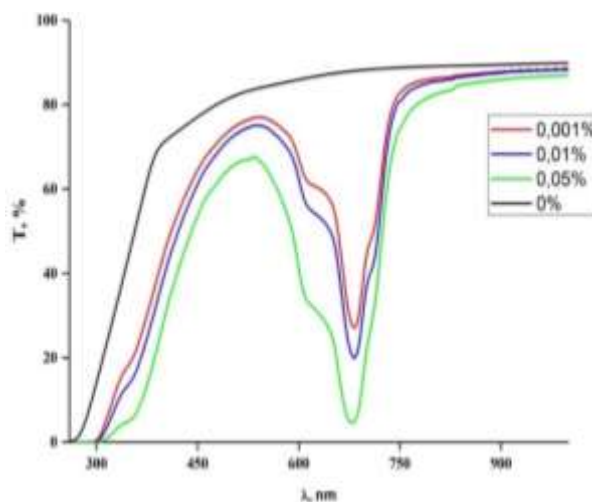
Концентрацию красителя в первом случае варьировали от 0,1 до 2,0 мас. %. Во втором случае было установлено, что ПИ с наибольшими значениями приведенной вязкости 0,5 % растворов ПИ образуется в присутствии 1,5 мас. % красителя. Из растворов на стеклянных подложках с помощью металлических шаблонов формировали пленки толщиной 27–51 мкм, которые обрабатывали нагреванием в воздушной среде до 250–350 °С. Общее время термообработки образцов составляло 60 мин. Оптические измерения были выполнены с помощью двухлучевого спектрофотометра UV-3600 (фирма Shimadzu) при спектральном разрешении 0,1 нм. в диапазоне от 300–1100 нм. Исследование химического строения полиимидных пленок, полученных после окрашивания красителями, проводилось методом ИК-спектроскопии. ИК-спектры для данного исследования брались в области длин волн 2–20 мкм.

### Результаты и обсуждение

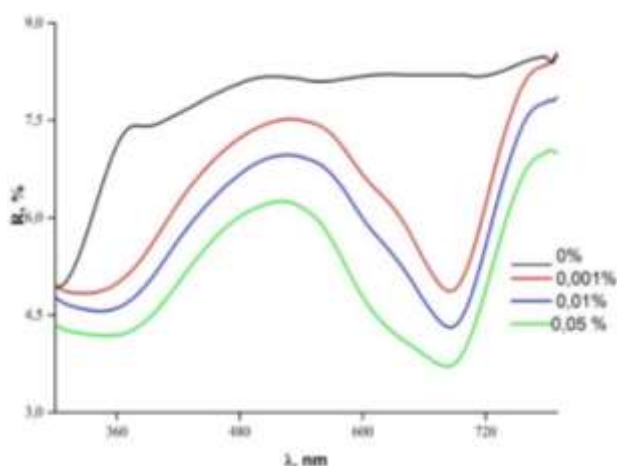
Объектами исследования являлись окрашенные пленки на основе композиции алициклического полиимида с активным ярко зеленым 4С красителем, полученные механическим перемешиванием компонентов. Эта связь относится к кислотному красителю, состоящему из фрагментов моноклортриазина с хромоформной группой. Известно, что оптические свойства полимерных пленок зависят от нескольких факторов - толщины образца, условий измерения и т.д. В данной работе исследована зависимость спектров пропускания и отражения от различных концентраций красителя.

[18, 19] и другие исследования показали, что алициклические полиимиды могут связываться с другими органическими соединениями. В результате получается однородная полимерная система с высокими физико-механическими свойствами. В то же время, как определено в настоящей работе, если в полиимидный раствор добавить 0,001–0,05% красителя, то за определенный промежуток времени образуются однородные, стабильные композиции (не менее 12–15 месяцев), из которых можно получить прозрачные пленки.

На рисунках 1 и 2 показаны спектры пропускания и отражения пленок толщиной 27–50 мкм соответственно. На графиках сравнивались спектры пропускания и отражения исходного полиимида, а также полиимидных пленок с различной концентрацией красителя. Показано, что в присутствии красителя спектры пропускания и отражения композиций в видимой области уменьшаются на 22–25% по сравнению с исходным полиимидом.

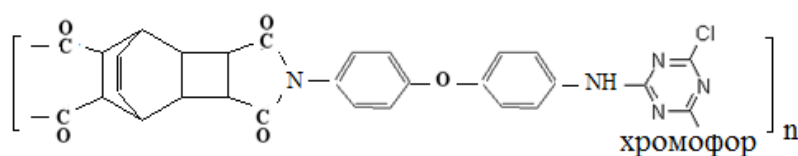


**Рисунок 1** – спектры пропускания пленок с различными концентрациями красителя



**Рисунок 2** – Спектры отражения пленок с различными концентрациями красителя

Количество красителей в растворе подбиралось с учетом сохранения высоких



**Рисунок 3** – Химическая структура полученного окрашенного полиимидного соединения

Скорее всего, хлортриазиновый краситель присоединен к концевой аминогруппе. Поэтому в первом случае краситель взаимодействует с механизмом с исходным полиимидом, поскольку в конечном полимере присутствует 5–7% нециклированных аминогрупп. Значения коэффициента поглощения света через полиимидную пленку определяли математически по следующей формуле [21]:

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{l} * \ln \frac{T(\lambda)}{(1-R)^2} \quad (1)$$

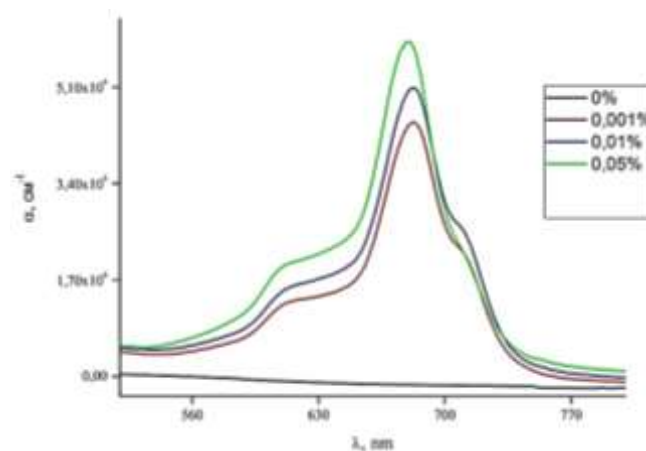
На рисунке 4 показана зависимость спектральных коэффициентов поглощения исходных и окрашенных полиимидных пленок с использованием результатов, рассчитанных программой OriginPro [22]. Согласно рисунку 4, основной пик поглощения расположен в области около 680 нм, что соответствует характеристическому максимуму зеленого красителя в видимом диапазоне. Рост коэффициента поглощения наблюдается при увеличении концентрации красителя. Максимальное поглощение регистрируется для пленки с 0,05% красителя (зеленая кривая).

механических свойств и термостабильности, чтобы эксплуатационные характеристики новой полимерной композиции были не ниже, чем у исходного полимера.

Как видно из рисунка 1, включение этого красителя в полиимидную матрицу приводит к появлению узких полос поглощения при 682 нм. Такие соединения активны и в других химических процессах, особенно в синтезе термостойких полимеров. Используемый в работе краситель ускоряет процесс полиимидообразования, синтез полиимида сокращается на 1,5 часа (без красителей процесс занимает 6,5-7 часов).

Активность красителей в процессе поликонденсации в основном обусловлена влиянием хлортриазинового фрагмента, а химическую структуру образующегося окрашенного полиимидного звена можно представить следующим образом (рисунок 3) [20]:

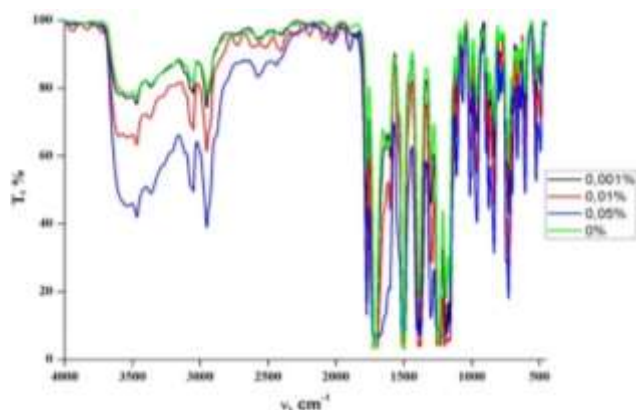
Форма спектров с увеличением концентрации красителя остается неизменной, что свидетельствует об отсутствии значительных изменений в структуре пленки при введении красителя.



**Рисунок 4** – Спектральная зависимость коэффициентов поглощения исходных и окрашенных полиимидных пленок

Таким образом, увеличение концентрации красителя приводит к усилению поглощения без изменения спектрального положения максимума, что подтверждает его равномерное распределение в пленке.

Для определения наличия функциональных групп полиимидных плёнок после добавления красителя использовали метод ИК – спектроскопии [23-25]. На рисунке 5 показаны ИК-спектры исходных и окрашенных полиимидных пленок.



**Рисунок 5** – ИК-спектры исходных ПИ и пленок, окрашенных активным ярко-зеленым красителем 4С

Анализ рисунка 5 показал наличие широких полос в области  $3600\text{--}3100\text{ см}^{-1}$ , что указывает на наличие NH-связей в молекуле [26]. Колебательные частоты в области  $3100\text{--}2800\text{ см}^{-1}$  обычно рассматриваются вместе с полосами поглощения в области  $1000\text{--}900\text{ см}^{-1}$ . Наличие поглощения в этих областях указывает на существование СН-связей [27]. В области  $1800\text{--}1400\text{ см}^{-1}$  находятся частоты колебаний связей  $\text{C}=\text{C}$  и  $\text{C}=\text{O}$  [28]. Область  $1300\text{--}1000\text{ см}^{-1}$  показывает сильные и слабые пики поглощения из-за связи  $\text{C}-\text{O}$ . В данной области наблюдается ослабление или смещение полос  $\text{C}=\text{O}$  и  $\text{C}-\text{N}$ , что может указывать на образование водородных связей или других взаимодействий между красителем и полиимидной матрицей.

Введение красителя (0,001%, 0,01%, 0,05%) приводит к изменениям интенсивности и положению полос в ИК-спектре. Так же, в области  $1500\text{--}1000\text{ см}^{-1}$  наблюдаются дополнительные полосы, что может свидетельствовать о взаимодействии красителя с полиимидной матрицей.

### Заключение

В работе показано, что введение красителя 4С в полиимидную матрицу приводит к появлению относительно узкой полосы поглощения с максимумом 682 нм. Кроме того, краситель 4С, используемый в работе, ускоряет образование полиимида, продолжительность его синтеза сокращается на 1,5 часа (без него процесс идет в течение 6,5-7 часов).

Резонансное поглощение модифицированных пленок, видимо, обусловлено поглощением электромагнитного излучения на химических связях красителя. В пользу этого предположения говорят следующие экспериментальные факты: с увеличением концентрации красителя в матрице полимера наблюдается увеличение интенсивности оптического поглощения при неизменном положении максимума поглощения.

Таким образом в работе установлена возможность получения функциональных материалов в качестве термостойких однополосных светофильтров, которые могут применяться в лазерной оптики, термо- и светостойких окрашенных химических волокон и т.д.

### Благодарность

Исследование финансируется Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (Грант № BR24992812 «Разработка материалов и технологий, направленных на комплексную антикоррозионную защиту технологического оборудования в нефтехимической, машиностроительной и приборостроительной отраслях»).

### Литература

- 1 Lee Ch., Seo J., Shul Y., & Han H. Optical Properties of Polyimide Thin Films. Effect of Chemical Structure and Morphology. // Polymer Journal. –2003. –Vol.35(7). –P.578–585. DOI: 10.1295/polymj.35.578.
- 2 Kamanina N. V., Kaporskii N., Pozdnyakov A., & Kotov B. V. Optical limiting in organic polyimide systems doped with fullerenes and dyes. // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. –2000. DOI: 10.1117/12.386380.
- 3 Ebnalwaled A. A., Sadek A. H., Ismail S. H., & Mohamed G. G. Structural, optical, dielectric, and surface properties of polyimide hybrid nanocomposites films embedded mesoporous silica nanoparticles synthesized from rice husk ash for optoelectronic applications. // Optical and Quantum Electronics. –2022. –Vol.54. –Art.No.690. DOI: 10.1007/s11082-022-03976-2.

- 4 Zaikin Yu. A., Ismailova G. A., & Al-Sheikhly M. Effect of pulse electron beam characteristics on internal friction and structural alterations in epoxy. // *Radiation Physics and Chemistry*. –2007. –Vol.76(8–9). –P.1404–1408. DOI: 10.1016/j.radphyschem.2007.02.042.
- 5 Zhang M., Liu W., Gao X., Cui P., Tao T., Hu G., Tao L., & Lei Zh. Preparation and Characterization of Semi-Alicyclic Polyimides Containing Trifluoromethyl Groups for Optoelectronic Application. // *Polymers*. –2020. –Vol.12(7). DOI: 10.3390/polym12071532.
- 6 Quaranta A., Carturan S., Maggioni G., Mea G., Ischia M., & Campostrini R. Optical study of dye-containing fluorinated polyimide thin films. // *Applied Physics A*. –2001. –Vol.72. –P.671–677. DOI: 10.1007/s003390000690.
- 7 Hu J., Wei H., Wu Q., Zhao X., Chen K., Sun J., Cui Zh., & Wang Ch. Preparation and characterization of luminescent polyimide/glass composite fiber. // *Journal of Materials Research and Technology*. –2022. –Vol.18. –P.4329–4339. DOI: 10.1016/j.jmrt.2022.04.101.
- 8 Sakhno O., Yezhov P., Hryn V., Rudenko V., & Smirnova T. Optical and Nonlinear Properties of Photonic Polymer Nanocomposites and Holographic Gratings Modified with Noble Metal Nanoparticles. // *Polymers*. –2020. –Vol.12(2). –Art.No.480. DOI: 10.3390/polym12020480.
- 9 Zulfiqar A., Pfreundt A., Svendsen W. E., & Dimaki M. Fabrication of polyimide based microfluidic channels for biosensor devices. // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. –2015. –Vol.25(8). –Art.No.035022. DOI: 10.1088/0960-1317/25/3/035022.
- 10 Alfahed R. K., Imran A., Badran H. A., & Al-Salihi A. Synthesis, optical limiting behavior, thermal blooming and nonlinear studies of dye-doped polymer films. // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. –2020. –Vol.31. –P.13862–13873. DOI: 10.1007/s10854-020-03946-y.
- 11 Serova V. N. Polymeric optical materials. –Saint Petersburg: Scientific Foundations and Technologies, 2015. –288 p.
- 12 Wu Y., Ding Ch., Yu J., & Huang P. Synthesis and Characterization of Semi-Aliphatic Polyimide Films with Excellent Comprehensive Performance. // *Polymer Science, Series B*. –2023. –Vol.65(2). –P.120–128. DOI: 10.1134/S1560090423700781.
- 13 Stejskal J. Interaction of conducting polymers, polyaniline and polypyrrole, with organic dyes: polymer morphology control, dye adsorption and photocatalytic decomposition. // *Chemical Papers*. –2020. –Vol.74. –P.1–54. DOI: 10.1007/s11696-019-00982-9.
- 14 Yang Sh. Advanced polyimide materials: synthesis, characterization, and applications. –Amsterdam, Netherlands: Elsevier, 2018. –498 p.
- 15 Kravtsova V. D., Umerzakova M., Iskakov R., Prikhodko O., & Korobova N. Optically transparent fluoro-containing polyimide films with low dielectric permeability. // *IC Micro- and Nanoelectronics and Quantum (ICMNE-2014)*. –Zvenigorod, Russia, 6–8 Oct. 2014. –P1-03.
- 16 Pereira H., Deuchande T., Fundo J. F., Leal T., Pintado M. E., & Amaro A. L. Painting the picture of food colouring agents: Near-ubiquitous molecules of everyday life – A review. // *Trends in Food Science & Technology*. –2024. –Vol.143. –Art.No.104249. DOI: 10.1016/j.tifs.2023.104249.
- 17 Caballero B., Finglas P. M., & Toldrá F. Encyclopedia of food and health. –Elsevier Ltd., 2016. –4006 p.
- 18 Zhubanov B. A., Kravtsova V. D., Umerzakova M. B., Iskakov R. M., & Sariyeva R. B. New film composites based on alicyclic polyimide and poly(ethylene glycol). // *International Conference on Polymer Chemistry and Materials Science*. –Montpellier, France, 3–5 June 2013. –C11.
- 19 Zhubanov B. A., Boiko G. I., Shaikhutdinov E. M., & Maimakov T. P. Catalysis of polycondensation processes. –Almaty: University "UNAT", 1999. –258 p.
- 20 Benkhaya S., M'rabet S., & Harfi A. E. Classifications, properties, recent synthesis and applications of azo dyes. // *Heliyon*. –2020. –Vol.6. –Art.No.e03271. DOI: 10.1016/j.heliyon.2020.e03271.
- 21 Peshaya S. L., Prikhodko O. Yu., Mukhametkarimov Ye. S., Doseke U., Maksimova S. Ya., Ismailova G. A., Tarapeeva A. Yu., Turmanova K. N., & Kudryashov V. V. Features of determining the optical bandgap of amorphous nanosized composite TiO<sub>2</sub>:Ag films. // *Journal of Optical Technology*. –2022. –Vol.89(1). –P.52–57. DOI: 10.1364/JOT.89.000052.
- 22 Prikhodko O. Yu., Mikhailova S. L., Mukhametkarimov Ye. S., Dauthan K., & Maksimova S. Ya. Structure and phase composition of thin a-C:H films modified by Ag and Ti. // *Optics and Spectroscopy*. –2017. –Vol.123. –P.383–387. DOI: 10.1134/S0030400X17090260.
- 23 Zhang Y., Mushtaq N., Fang X., & Chen G. In situ FTIR analysis for the determination of imidization degree of polyimide precursors. // *Polymer*. –2022. –Vol.238. –Art.No.124416. DOI: 10.1016/j.polymer.2021.124416.
- 24 Korshikov Ye. S., & Sapargaliyev G. B. Study of optical properties of CCl<sub>4</sub> recondensates obtained by cryomatrix isolation method. // *Recent Contributions to Physics*. –2021. –Vol.77(2). –P.53–59. DOI: 10.26577/RCPH.2021.v77.i2.07.
- 25 Aldiyarov A., Nurmukan A., Zheksen U., Oman Z., & Torebay A. IR spectra of ethanol nanoclusters in nitrogen cryomatrix. // *Recent Contributions to Physics*. –2019. –Vol.69(2). –P.104–113. DOI: 10.26577/rcph-2019-i2-14.
- 26 Rashid Z. M., Rashid Kh. A. A., & Anwar N. Z. R. Heterotrigena Itama Bee Bread Extracts: Effect of Solvent Polarity on Extraction Yield, Chemical Characteristics and Antioxidant Activity. // *Journal of Agrobiotechnology*. –2023. –Vol.14(1). –P.44–53. DOI: 10.37231/jab.2023.14.1.327.

27 Lee S., Hwang J., Lee J., Chung H., Ryu D.H., Yun H., Choi I.G., Jung H., Lee K., Yeo S., Lee S., Yang J., Jeon H.J., Rim Y.S., Lee J., Choi T. Optimizing low-k SiCOH films deposited by PECVD with a novel C<sub>6</sub>H<sub>16</sub>OSi precursor: Impact of oxygen/carbon ratio on film properties. // *Materials Chemistry and Physics*. –2025. –Vol.334. – Art.No130510. DOI: 10.1016/j.matchemphys.2025.130510.

28 Ionita D., Cristea M., Sava I., Popescu M.-C., Dobromir M., Simionescu B.C. Temperature-Controlled Chain Dynamics in Polyimide Doped with CoCl<sub>2</sub> Probed Using Dynamic Mechanical Analysis. // *Materials*. –2024. –Vol.17. – Art.No753. DOI: 10.3390/ma17030753.

## References

- 1 Ch. Lee, J. Seo, Y. Shul, and H. Han, *Polymer Journal* 35, 578–585 (2003). DOI: 10.1295/polymj.35.578.
- 2 N. V. Kamanina, N. Kaporskii, A. Pozdnyakov, and B. V. Kotov, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* (2000). DOI: 10.1117/12.386380.
- 3 A. A. Ebnalwaled, A. H. Sadek, S. H. Ismail, and G. G. Mohamed, *Optical and Quantum Electronics* 54, 690 (2022). DOI: 10.1007/s11082-022-03976-2.
- 4 Yu. A. Zaikin, G. A. Ismailova, and M. Al-Sheikhly, *Radiation Physics and Chemistry* 76, 1404–1408 (2007). DOI: 10.1016/j.radphyschem.2007.02.042.
- 5 M. Zhang, W. Liu, X. Gao, P. Cui, T. Tao, G. Hu, L. Tao, and Zh. Lei, *Polymers* 12, 71532 (2020). DOI: 10.3390/polym12071532.
- 6 A. Quaranta, S. Carturan, G. Maggioni, G. Mea, M. Ischia, and R. Campostrini, *Applied Physics A* 72, 671–677 (2001). DOI: 10.1007/s003390000690.
- 7 J. Hu, H. Wei, Q. Wu, X. Zhao, K. Chen, J. Sun, Zh. Cui, and Ch. Wang, *Journal of Materials Research and Technology* 18, 4329–4339 (2022). DOI: 10.1016/j.jmrt.2022.04.101.
- 8 O. Sakhno, P. Yezhov, V. Hryn, V. Rudenko, and T. Smirnova, *Polymers* 12, 480 (2020). DOI: 10.3390/polym12020480.
- 9 A. Zulfiqar, A. Pfreundt, W. E. Svendsen, and M. Dimaki, *Journal of Micromechanics and Microengineering* 25, 035022 (2015). DOI: 10.1088/0960-1317/25/3/035022.
- 10 R. K. Alfahed, A. Imran, H. A. Badran, and A. Al-Salihi, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* 31, 13862–13873 (2020). DOI: 10.1007/s10854-020-03946-y.
- 11 V. N. Serova, *Polymer optical materials* (St. Petersburg: Scientific foundations and technologies, 2015) – 288 p.
- 12 Y. Wu, Ch. Ding, J. Yu, and P. Huang, *Polymer Science, Series B* 65, 120–128 (2023). DOI: 10.1134/S1560090423700781.
- 13 J. Stejskal, *Chemical Papers* 74, 1–54 (2020). DOI: 10.1007/s11696-019-00982-9.
- 14 Sh. Yang, *Advanced Polyimide Materials: Synthesis, Characterization, and Applications* (Amsterdam, Netherlands: Elsevier, 2018) – 498 p.
- 15 V. D. Kravtsova, M. Umerzakova, R. Isakov, O. Prikhodko, and N. Korobova, *IC Micro- and Nanoelectronics and Quantum (ICMNE-2014)* (Zvenigorod, Russia, 6–8 Oct. 2014) P1-03.
- 16 H. Pereira, T. Deuchande, J. F. Fundo, T. Leal, M. E. Pintado, and A. L. Amaro, *Trends in Food Science & Technology* 143, 104249 (2024). DOI: 10.1016/j.tifs.2023.104249.
- 17 B. Caballero, P. M. Finglas, and F. Toldrá, *Encyclopedia of Food and Health* (Elsevier Ltd., 2016) – 4006 p.
- 18 B. A. Zhubanov, V. D. Kravtsova, M. B. Umerzakova, R. M. Isakov, and R. B. Sariyeva, *International Conference on Polymer Chemistry and Materials Science* (Montpellier, France, 3–5 June, 2013) – C11.
- 19 B. A. Zhubanov, G. I. Boyko, E. M. Shaikhutdinov, T. P. Maimakov, *Catalysis of polycondensation processes* (Almaty: UNAT University, 1999) – 258 p.
- 20 S. Benkhaya, S. M'rabet, and A. E. Harfi, *Heliyon* 6, e03271 (2020). DOI: 10.1016/j.heliyon.2020.e03271.
- 21 S.L. Peshaya, O.Yu. Prikhodko, Ye.S. Mukhametkarimov, U. Doseke, S. Ya. Maksimova, G.A. Ismailova, A. Yu. Tarapeeva, K. N. Turmanova, and V.V. Kudryashov, *Journal of Optical Technology* 89, 52–57 (2022). DOI: 10.1364/JOT.89.000052.
- 22 O. Yu. Prikhodko, S. L. Mikhailova, Ye. S. Mukhametkarimov, K. Dauthan, and S. Ya. Maksimova, *Optics and Spectroscopy* 123, 383–387 (2017). DOI: 10.1134/S0030400X17090260.
- 23 Y. Zhang, N. Mushtaq, X. Fang, and G. Chen, *Polymer* 238, 124416 (2022). DOI: 10.1016/j.polymer.2021.124416.
- 24 E.S. Korshikov, G.B. Sapargaliev, *Recent Contributions to Physics* 77, 53–59 (2021). DOI: 10.26577/RCPH.2021.v77.i2.07.
- 25 A. Aldiyarov, A. Nurmukan, U. Jeksen, Z. Oman, and A. Torebay, *Recent Contributions to Physics* 69, 104–113 (2019). DOI: 10.26577/rcph-2019-i2-14.
- 26 Z. M. Rashid, Kh. A. A. Rashid, and N. Z. R. Anwar, *Journal of Agrobiotechnology* 14, 44–53 (2023). DOI: 10.37231/jab.2023.14.1.327.

23 S. Lee, J. Hwang, J. Lee, H. Chung, D. H. Ryu, H. Yun, I. G. Choi, H. Jung, K. Lee, S. Yeo, S. Lee, J. Yang, H. J. Jeon, Y. S. Rim, J. Lee, and T. Choi, *Materials Chemistry and Physics* 334, 130510 (2025). DOI: 10.1016/j.matchemphys.2025.130510.

24 D. Ionita, M. Cristea, I. Sava, M.-C. Popescu, M. Dobromir, and B. C. Simionescu, *Materials* 17, 753 (2024). DOI: 10.3390/ma17030753.

#### Article history:

Received 27 February 2025

Received in revised form 06 March 2025

Accepted 11 March 2025

#### Мақала тарихы:

Түсті – 27.02.2025

Түзетілген түрде түсті – 03.06.2025

Қабылданды – 11.03.2025

#### Information about author:

**1. Guzal Ismaylova** – PhD, Ass. Prof. of the Department of Solid State Physics and Technology of New Materials, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [guzal\\_a81@mail.ru](mailto:guzal_a81@mail.ru)

**2. Maira Umerzakova** – Doctor of Chemical Sciences, Prof., Corresponding Member of the Russian Academy of Natural Sciences, Honored Worker of Science and Education, Chief Researcher of the Laboratory of Synthesis and Physical Chemistry of Polymers, JSC “Institute of Chemical Sciences named after A.B. Bekturov” (ICS), Almaty, Kazakhstan, e-mail: [umerzak@mail.ru](mailto:umerzak@mail.ru).

**3. Darya Puzikova** – Senior Researcher of the Laboratory of Electrochemistry and Nanotechnological Processes, Institute of Fuel, Catalysis and Electrochemistry named after D.V. Sokolsky, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [d.s.puzikova@mail.ru](mailto:d.s.puzikova@mail.ru)

**4. Svetlana Peshaya** (corresponding author) – PhD, Ass. Prof. Deputy Dean for Scientific and Innovative Activities and International Relations of the Physics and Technology Faculty of Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [peshaya.svetlana@kaznu.kz](mailto:peshaya.svetlana@kaznu.kz)

#### Авторлар туралы мәлімет:

**1. Гузал Исмаилова** – PhD, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ «Қатты дене физикасы және жаңа материалдар технологиясы» кафедрасының доценті. Алматы қ., Қазақстан, e-mail: [guzal\\_a81@mail.ru](mailto:guzal_a81@mail.ru)

**2. Майра Умерзакова** – Химия ғылымдарының докторы, профессор, Ресей жаратылыстану ғылымдары академиясының корреспондент-мүшесі, еңбек сіңірген ғылым және педагог, «А.Б.Бектұрова атындағы Химия ғылымдары институты» АҚ полимерлер синтезі және физикалық химиясы зертханасының бас ғылыми қызметкері. Алматы қ., Қазақстан, e-mail: [umerzak@mail.ru](mailto:umerzak@mail.ru)

**3. Дарья Пузикова** – Д.В. Сокольский атындағы Отын, катализ және электрохимия институтының Электрохимия және нанотехнологиялық процестер зертханасының аға ғылыми қызметкері. Алматы қ., Қазақстан, e-mail: [d.s.puzikova@mail.ru](mailto:d.s.puzikova@mail.ru)

**4. Светлана Пешая** (корреспондент-автор) – PhD, доцент, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің физика-техникалық факультетінің ғылыми-инновациялық қызмет және халықаралық байланыстар факультетінің декан орынбасары, Алматы қ., Қазақстан, e-mail: [peshaya.svetlana@kaznu.kz](mailto:peshaya.svetlana@kaznu.kz)



4-бөлім

**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ  
ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

---

Section 4

**THERMOPHYSICS  
AND THEORETICAL HEAT ENGINEERING**

---

Раздел 4

**ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ  
ТЕПЛОТЕХНИКА**

IRSTI 29.17.15

<https://doi.org/10.26577/RCPh202592112>V. Mukamedenkyzy , A.G. Tolepbergen\* 

Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail: [arsen4236@gmail.com](mailto:arsen4236@gmail.com)

## SOME FEATURES OF RAYLEIGH-TAYLOR CONVECTION IN THE MIXING OF IDEAL GAS MIXTURES

The paper deals with computer modeling of convective structures formation at isothermal mixing of three-component gas system on the basis of numerical experiments using ANSYS Fluent. The research aims to study the transition of the system from a diffusion regime to a convective regime and to analyze the stability of mechanical equilibrium in multicomponent gas systems.

The scientific and practical significance lies in understanding mass transfer processes, which are crucial for applied tasks in thermophysics, energy, and environmental sciences. Investigating the characteristics of transitional processes enables the clarification of diffusion-convection interaction mechanisms and the development of recommendations for process optimization. The research methodology includes numerical modeling of mass transfer processes using the  $k-\omega$  turbulence model and Stefan-Maxwell equations. Boundary conditions, computational grids, and modeling parameters were adapted to adequately describe the structural features of mixing and convective flows. The main results confirmed the effectiveness of ANSYS Fluent in modeling convective flows. The numerical data demonstrated good agreement with experimental results, indicating the model's ability to account for the influence of convective flows. The value of this study lies in developing a numerical approach that enables a quantitative description of kinetic transitions between diffusion and convection. The practical significance of the work is its applicability to the study of mixing processes in complex gas systems, making it useful for technological and scientific advancements.

**Keywords:** diffusion, convection, computational modeling.

В. Мукамеденкызы, А.Г. Төлепберген\*

Әл Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: [arsen4236@gmail.com](mailto:arsen4236@gmail.com)

## Идеал газ қоспаларының араласуы кезіндегі Рэлей-Тейлор конвекциясының кейбір ерекшеліктері

Мақалада ANSYS Fluent көмегімен сандық эксперименттер негізінде үш компонентті газ жүйесінің изотермиялық араласуы кезінде конвективті құрылымдардың қалыптасуын компьютерлік модельдеу қарастырылады. Зерттеудің мақсаты – жүйенің диффузиялық режимнен конвективтік режимге өту процесін зерттеу және көпкомпонентті газ жүйелеріндегі механикалық тұрақтылығын талдау. Зерттеудің ғылыми және практикалық маңыздылығы массаалмасу үдерістерін түсінумен байланысты, бұл жылуфизикасы, энергетика және экология саласындағы қолданбалы міндеттерде маңызды рөл атқарады. Өтпелі процестердің сипаттамаларын зерттеу диффузиялық-конвективтік өзара әрекеттесу механизмдерін нақтылауға және технологиялық процестерді оңтайландыру бойынша ұсыныстар әзірлеуге мүмкіндік береді. Зерттеудің әдістемесі массаалмасу үдерістерін сандық модельдеуді, турбуленттілік үшін  $k-\omega$  моделін және Стефан-Максвелл теңдеулерін қолдануды қамтиды. Шекаралық шарттар, есептеу торлары және модельдеу параметрлері араласудың құрылымдық ерекшеліктері мен конвективті ағындарды дұрыс сипаттау үшін бейімделген. Негізгі нәтижелер ANSYS Fluent бағдарламасының конвективті ағындарды модельдеуде тиімділігін растады. Сандық мәліметтер эксперименттік нәтижелермен жақсы үйлесетіні анықталды. Бұл модельдің конвективті ағындардың әсерін ескере алатындығын көрсетеді. Зерттеудің құндылығы – диффузия мен конвекция арасындағы кинетикалық өтулерді сандық сипаттауға мүмкіндік беретін тәсілді әзірлеу. Жұмыстың практикалық мәні – күрделі газ жүйелерінде араласу процестерін зерттеу үшін әзірленген әдістердің қолданбалы және ғылыми зерттеулерде қолданылу мүмкіндігінде.

**Түйін сөздер:** диффузия, конвекция, компьютерлік модельдеу.

В. Мукамеденкызы, А.Г. Толепберген\*

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан

\*e-mail: [arsen4236@gmail.com](mailto:arsen4236@gmail.com)

### Некоторые особенности конвекции Рэлея-Тейлора при смешении идеальных газовых смесей

В статье рассматривается компьютерное моделирование формирования конвективных структур при изотермическом смешении трёхкомпонентной газовой системы на основе численных экспериментов с использованием ANSYS Fluent. Цель работы заключается в изучении перехода системы из диффузионного режима смешения в конвективный и анализе устойчивости механического равновесия многокомпонентных газовых систем. Научная и практическая значимость исследования связана с пониманием сложных процессов массопереноса, которые играют важную роль в прикладных задачах теплофизики, энергетики и экологии. Изучение характеристик переходных процессов позволяет уточнить механизмы диффузионно-конвективного взаимодействия и разработать рекомендации для оптимизации технологических процессов.

Методология исследования включает численное моделирование процессов массопереноса с использованием модели турбулентности  $k-\omega$  и уравнений Стефана-Максвелла. Настройки граничных условий, расчетные сетки и параметры моделирования были адаптированы для адекватного описания структурных особенностей смешения и конвективных потоков. Основные результаты подтверждают эффективность использования ANSYS Fluent для моделирования конвективных течений. Было установлено, что численные данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами, что свидетельствует о способности модели учитывать влияние конвективных потоков. Ценность проведенного исследования заключается в разработке численного подхода, позволяющего количественно описать кинетические переходы между диффузией и конвекцией. Практическое значение работы заключается в применимости разработанных методов для изучения процессов смешения в сложных газовых системах, что может быть использовано в технологических и научных разработках.

**Ключевые слова:** диффузия, конвекция, компьютерное моделирование.

#### Introduction

In multicomponent gas systems, a great variety of mixing regimes is observed. The intensity of mass transfer in such systems is usually determined by a combination of molecular (diffusion) and convective processes [1]. In practice, it is often underestimated that molecular diffusion can lead to a violation of mechanical equilibrium and initiate the development of convective motions. These motions significantly enhance mass transfer, which plays a key role in many industrial and scientific applications.

Particular attention is paid to the emergence and development of concentration convection, which is associated with the distribution of gas components and a significant enhancement of mass transfer. Such phenomena are important both for fundamental problems of Rayleigh-Taylor theory and for applied studies related to the mixing of different gases under stratified conditions. In particular, the study of the stability and dynamics of multicomponent systems allows a better understanding of the physical processes that determine their behavior and transport characteristics [2-3]. Practical problems related to the

study of diffusive and convective regimes are particularly relevant in the context of the development of efficient technological processes, as well as in the modeling of natural phenomena. For example, complex convective structures can arise in multicomponent gas mixtures, which significantly change the mass transfer conditions and lead to the enhancement or suppression of individual mixing processes [4-5].

The study of transitions from diffusive to convective modes of mixing requires the use of modern numerical methods and experimental approaches. Numerical modeling allows us to identify critical parameters at which mechanical equilibrium is broken and stable convective flows are formed. Experiments in real conditions confirm the data of numerical calculations, providing a comprehensive understanding of the ongoing processes [6-8]. Thus, the study of the interaction between diffusion and convection mechanisms in multicomponent gas systems is an important step toward a deeper understanding of mass transfer processes and the creation of new effective technological solutions.

Under isothermal conditions, the instability of mechanical equilibrium of the system is determined solely by the contribution of partial gradients of components, which allows us to isolate the role of diffusion mechanisms in pure form. The peculiarities of instability occurrence in multicomponent diffusion under isothermal conditions are considered in detail in the review [9]. In [10-13] the evolution of mixing in multicomponent systems caused by equilibrium disturbance was studied. It was shown that the arising convective currents promote synergetic amplification of partial fluxes of components, which is not characteristic for ordinary diffusion. In addition, the parameters of the transition from the diffusive regime to convective mixing were revealed. Experimental studies [10], carried out using the two-flask method [14-15], demonstrated that with increasing mixing time, the probability of transition between the diffusion-convection modes decreases, and the observed kinetic transitions are characterized by lower mixing intensity compared to the initial stage of the process. However, the presented experimental data do not provide a complete answer to this question, since under the given conditions for the studied mixtures the time of registration of partial fluxes is of the order of thousands of seconds. By this time, the transition “diffusion-convection” in the systems studied in [10-13] could already be completed, and developed convective flows were recorded in the experiment.

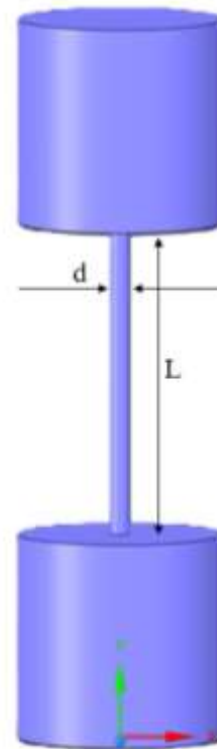
The purpose of this study is to numerically simulate the transition of the system from the diffusive state to the convective state for a multicomponent system, where the instability of mechanical equilibrium is observed, using the ANSYS Fluent software package [16]. Comparison of the numerical simulation results with experimental data is planned. It is expected that the analysis will provide a better understanding of the mechanisms of transition between diffusive and convective regimes and provide recommendations for a more detailed description of mixing processes in multicomponent systems.

### Problem statement and basic equations

Accurate determination of the moments of change of convective mixing modes plays a key role in assessing the influence of partial flows of components on the overall mass transfer process. The ANSYS Fluent software package, which allows modeling of mass transfer processes in gas media, was used for the numerical study. The main advantages of this package include the ability to perform three-dimensional calculations in models of diffusion channels, as well as visualization of

physical processes described by the selected system of mathematical equations.

Figure 1 shows the scheme of the diffusion cell (DC) used in the two-flask apparatus, where concentration measurements were performed to analyze diffusive and convective types of mixing [10]. The experimental technique allowed us to record shadow images of structural formations as shown in [16], which made it possible to promptly determine the mixing type and compare it with the results of computer modeling. In the process of numerical modeling, it was assumed that at the initial moment of time the upper chamber of the apparatus was filled with a gas mixture differing in chemical composition from the gas in the lower chamber. It was also taken into account that at the initial moment the density of the triple mixture decreases with height. The investigated region of the model consists of three main parts: the upper and lower cylinders and the diffusion channel located between them. The cylinder volumes were assumed to be the same  $V_{up} = V_{lower} = 55.6 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  and the dimensions of the diffusion channel are as follows:  $d = 4 \times 10^{-3} \text{ m}$  – diameter,  $L = 64 \times 10^{-3} \text{ m}$  – height.



**Figure 1** – 3D model of the diffusion cell and the simulation area under study

Within the framework of this study, a combined mesh model was used: the upper and lower cylinders were discretized using triangular elements, and the

diffusion channel was discretized using square elements. This approach provides an efficient adaptation to different geometrical features of the system components.

The grid element size was chosen equal to 1 mm, which is due to the need for a detailed description of the geometry and to ensure convergence of the numerical solution. The total number of grid elements amounted to 402489, which confirms the high resolving power of the model and allows to reproduce reliably the key physical processes occurring in the system.

The use of a combination of triangular and square elements in the grid model allows achieving a balance between modeling accuracy and computational costs. Triangular elements applied in cylindrical regions provide flexibility in adapting to curved surfaces, while square elements in the channel simplify calculations in regions with simpler geometry. This approach is in line with modern standards of computational mesh design, where the choice of element type and size is determined by the

complexity of geometry and modeling accuracy requirements.

Convective flows arising at disturbance of mechanical equilibrium in the investigated system constantly evolve. Moreover, the formation of emerged flows can go through several stages of development associated with: the growth of small convective disturbances; nonlinear interaction of disturbance modes; turbulent stage of instability realization determined by the complex type of flow and the appearance of vortex structures of different scale; other features. To calculate partial fluxes of components in the presence of convective currents of different intensity, it is possible to apply a numerical approach in the framework of the  $k - \omega$  model of turbulence [15].

The standard  $k - \omega$  model, is a semi-empirical model based on the model transport equations of turbulence kinetic energy ( $k$ ) and specific dissipation rate ( $\omega$ ), which can also be viewed as the ratio of  $\varepsilon$  to  $k$  [16]. The turbulence kinetic energy  $k$  and the specific dissipation rate  $\omega$  are obtained from the following transport equations:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - Y_k + S_k + G_b \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega + G_{\omega b}$$

In these equations,  $G_k$  represents the generation of turbulence kinetic energy due to mean velocity gradients,  $\rho$  is the density, and  $u_i$  is the velocity component along  $x_i$ .  $G_\omega$  represents the generation of  $\omega$ .  $\Gamma_k$  and  $\Gamma_\omega$  represents the effective diffusivity of  $k$  and  $\omega$ , respectively.  $Y_k$  and  $Y_\omega$  define the dissipation of  $k$  and  $\omega$ , respectively.  $S_k$  and  $S_\omega$  are initial parameters defined by the user [16].

Effective diffusion coefficients for  $k - \omega$  model are given by the formulas

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (2)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$$

where  $\sigma_k$  and  $\sigma_\omega$  is turbulence Prandtl numbers for  $k$  and  $\omega$ , respectively, characterizes the effective diffusion behavior of turbulent kinetic energy diffusion ( $k$ ) and its dissipation rate ( $\omega$ ). In this model, they were set to fixed values:  $\sigma_k = 2$  and  $\sigma_\omega = 2$ .  $\mu$  is molecular viscosity, and turbulent

viscosity  $\mu_t$ , is calculated by combining  $k$  and  $\omega$  as follows:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (3)$$

where  $\alpha^*$  is coefficient damping turbulent viscosity and having constant value  $\alpha^* = 1$  [16].

The addition of a transport equation is required to determine the mixing parameters in the DC. The conservation equation represents the relations for convective diffusion, with which the local mass fraction  $Y_i$  of each substance  $i$  can be predicted, and is defined as follows:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i + S_i \quad (4)$$

In which  $\rho$  is mixture's density,  $\vec{v}$  is velocity of diffusing substances,  $R_i$  is rate of formation of  $n$  as a result of a chemical reaction, and  $S_i$  represents any sources defined by the user. The last two terms in the right-hand side were not considered in this work

because chemical reactions and additional sources were not available in the studies [10 - 13].  $J_i$  is the diffusion flux of a particular substance  $i$ , which for the density and temperature gradient can be calculated by the formula,

$$\vec{J}_i = -(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}) \nabla Y_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T}. \quad (5)$$

where  $\mu_t$  is turbulence viscosity, but  $Sc_t$  is turbulent Schmidt number, calculated as  $Sc_t = \frac{\mu_t}{\rho D_t}$ , where  $D_t$  is turbulence diffusion coefficient.  $Sc_t$  default value is

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{X_i X_j}{D_{ij}} (\vec{V}_j - \vec{V}_i) = \vec{d}_i - \frac{\nabla T}{T} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{X_i X_j}{D_{ij}} \left( \frac{D_{T,j}}{\rho_j} - \frac{D_{T,i}}{\rho_i} \right), \quad (6)$$

where  $X$  is mole fraction,  $\vec{V}$  is diffusion rate,  $D_{ij}$  is binary mass diffusion coefficient of substance  $i$  to substance  $j$ . By the same way as equation (5), the calculations were performed under the assumption of isothermality, so the temperature gradient is zero and, accordingly, the last term in equation (6) was not taken into account.

The binary diffusion coefficient  $D_{ij}$  is determined within the framework of the Chapman-Enskog kinetic approximation [16]:

$$D_{ij} = 0.00186 \frac{T^3 \left( \frac{1}{M_{w,i}} + \frac{1}{M_{w,j}} \right)^{1/2}}{p_{abs} \sigma_{ij}^2 \Omega_D} \quad (7)$$

where,  $M_w$  is molar weight (g/mole),  $T$  is temperature (K),  $p_{abs}$  is absolute pressure (atm),  $\Omega_D$  is dimensionless integral of diffusion collision, which is a measure of interaction of molecules in the system.

### Setup algorithm

The pressure-based coupled algorithm handles the momentum and pressure-based continuity equations together as a single system. Unlike the segregated approach, where solving momentum equations and updating pressure corrections are separate steps, the coupled method combines these into a single operation. The remaining equations are still solved independently, similar to the segregated approach [16].

With the coupled algorithm, each iteration consists of the steps outlined below:

1. Update the fluid properties, such as density, viscosity, and specific heat, based on the current solution state. This also includes recalculating

- 0,7.  $D_{i,m}$  is the mass diffusion coefficient for substance  $i$  in the mixture,  $D_{T,i}$  is thermal diffusion coefficient for substance  $i$  in the mixture,  $T$  is temperature. The last term in the equation was not considered, since the isothermal type of mixing was considered in this paper. We also note that turbulent diffusion generally outperforms molecular diffusion, and a detailed description of molecular diffusion properties (e.g., the concentration dependence of the diffusion coefficient  $D_{ij}$ ) in turbulent flows is generally not required.

For multicomponent systems the Stefan-Maxwell equations [16] will be used in the form of

turbulent viscosity (or diffusivity) to ensure accurate simulation of flow dynamics.

2. Solve the momentum equations, one after another, using the recently updated values of pressure and face mass fluxes.

3. Solve the pressure correction equation using the recently obtained velocity field and the mass-flux.

4. Correct face mass fluxes, pressure, and the velocity field using the pressure correction obtained from Step 3.

5. Solve the equations for additional scalars, if any, such as turbulent quantities, energy, species, and radiation intensity using the current values of the solution variables.

6. Update the source terms arising from the interactions among different phases (for example, source term for the carrier phase due to discrete particles).

7. Check for the convergence of the equations.

Ansys Fluent provides several methods for interpolating pressure values at the cell faces. By default, the Second Order scheme is used. However, for mixture or VOF multiphase simulations, the default changes to PRESTO! for improved accuracy. The Second Order scheme reconstructs the face pressure using a central differencing scheme. The pressure values at the faces are given by:

$$P_f = \frac{1}{2} (P_{c_0} + P_{c_1}) + \frac{1}{2} (\nabla P_{c_0} \cdot \vec{r}_{c_0} + \nabla P_{c_1} \cdot \vec{r}_{c_1}). \quad (8)$$

The SIMPLE algorithm establishes a connection between velocity and pressure corrections to ensure mass conservation, allowing for the accurate calculation of the pressure field.

If the momentum equation is solved using an initial guessed pressure field, the resulting face flux



may be inaccurate and require corrections to achieve mass conservation and accurate flow predictions.

$$J_f^* = J_f^* + d_f(p_{c_0}^* - p_{c_1}^*). \quad (9)$$

To address this issue, a correction term is added to the face flux. This adjustment ensures that the corrected face flux satisfies the continuity equation, maintaining mass conservation in the flow simulation.

$$J_f = J_f^* + J_f'. \quad (10)$$

The SIMPLE algorithm assumes that the corrected face flux can be expressed as a combination of the initial flux and a correction term:

$$J_f' = d_f(p_{c_0}' - p_{c_1}'). \quad (11)$$

The SIMPLE algorithm inserts the flux correction equations (10)-(11) into the discrete continuity equation. This process leads to a discrete equation that solves for the pressure correction in each cell, ensuring that mass conservation is satisfied throughout the domain [16].

$$a_p p' = \sum_{nb} a_{nb} p_{nb}' + b. \quad (12)$$

where the source term is the net flow rate into the cell:

$$b = \sum_f^{N_{faces}} J_f^* A_f. \quad (13)$$

The pressure-correction equation (11) can be efficiently solved using the algebraic multigrid (AMG) method outlined in the Algebraic Multigrid (AMG) section. After obtaining the solution, corrections are applied to both the cell pressure and face flux to improve the accuracy of the flow field and ensure mass conservation.

$$p = p^* + \alpha_p p', \quad (14)$$

$$J_f^* = J_f^* + d_f(p_{c_0}' - p_{c_1}').$$

The parameter  $\alpha_p$  represents the under-relaxation factor for pressure, which helps stabilize the solution process. With this correction, the face flux ensures that the discrete continuity equation is fully satisfied

at each iteration, improving convergence and solution accuracy.

When working with ANSYS Fluent program it is necessary to adjust all parameters so that the program works both efficiently and accurately enough. For this purpose, below are the steps in which the settings were changed.

- Physics: – Energy (on)
  - Turbulence (Standard  $k-\omega$  model)
  - Create or edit materials (add He, Ar, N<sub>2</sub>)
  - Species (Species Transport)
  - Boundaries (Operating pressure, temperature and density; define wall as a steel)
- Solutions: – Residuals (set all to 10<sup>-6</sup>)
  - Methods (Scheme – Simple)
  - Initialize (patch pressure, temperature, mole fractions)
  - Report definitions – creating plot of mole fractions depending on time
- Results: Contours (creating heavy element's contour of mixing)

Following these parameters, it is possible to model the mixing of multicomponent gas mixtures with sufficiently high accuracy at a given geometry and thermophysical parameters.

Let us analyze the mixing conditions corresponding to the positive density gradient of the mixture (Fig. 1), assuming the location of the heavier in density binary mixture in the upper chamber of the diffusion cell, and the lighter (in density) gas is in the lower flask. This configuration fully corresponds to the conditions used in real experiments. All physical and chemical parameters of the gases used were considered constant and were taken from the ANSYS 2024 R2 chemical library [16].

Since the apparatus is a closed system, the boundary conditions were set as impermeability conditions, which eliminates the possibility of mass transfer across the system boundaries. This ensures that there is no inflow or outflow of components from or into the external environment. Thermal boundary conditions were applied to create isothermal mixing conditions and the boundaries of the apparatus were defined as a solid stainless steel surface. The material properties were taken from the ANSYS 2024 R2 library [16].

A pressure-based solver was used for all models. The relationship between pressure and velocity was provided using the simple scheme specified earlier. Within the framework of spatial discretization, the computational fluid dynamics (CFD) equations were solved using the methods presented in Table 1, which have been shown to be highly effective in [11].

**Table 1** - Solution methods

| Quantity                  | Discretization          |
|---------------------------|-------------------------|
| Gradient                  | Least Square Cell Based |
| Pressure                  | Second order            |
| Momentum                  | Second Order Upwind     |
| Turbulent Kinetic Energy  | Second Order Upwind     |
| Specific Dissipation Rate | Second Order Upwind     |
| Pseudo Time Method        | Off                     |
| Transient Formulation     | Second Order Implicit   |

These parameters refer to the numerical solution settings in the ANSYS Fluent software package and describe the discretization methods, approximation and algorithms used to solve the equations during the calculations. Each of these methods is aimed at minimizing numerical errors in the simulation of diffusive and turbulent flows, including cases with significant partial gradients and complex geometry of

diffusion channels. The chosen combination of methods and discretization parameters provides an optimal balance between calculation accuracy and computational efficiency, which is especially important for problems related to the joint influence of diffusion and convection. This makes them the most suitable for solving the problem at hand.

### Computer modeling results

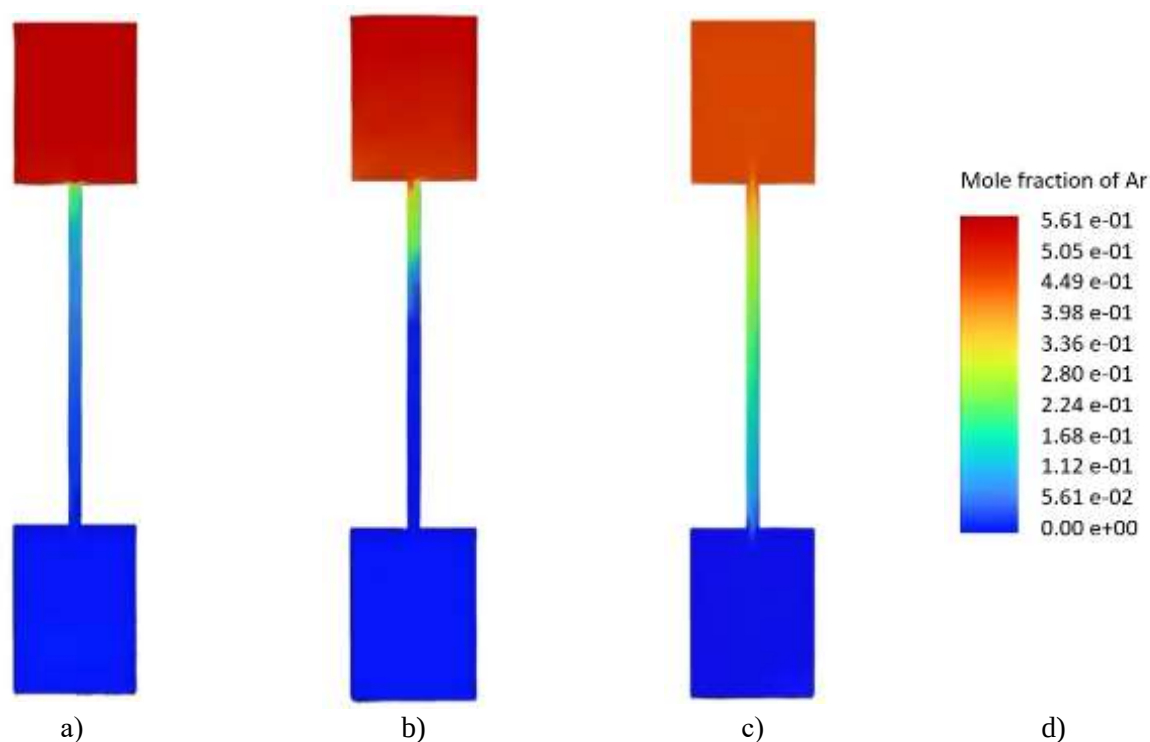
Table 2 shows experimental and calculated values of component concentrations obtained under the assumption of diffusive transport, as well as partial concentrations calculated using the ANSYS Fluent program for the case of combined transport. The table shows that the results of numerical simulation are in good agreement with the experimental data, which confirms the ability of the program to take into account the influence of convective processes on the system. At the same time, theoretical calculations performed within the diffusion model based on the Stefan-Maxwell formula do not reflect such effects.

**Table 2** – Amount of diffusing gas from one flask to another as a function of experimental pressure

| 0.232 He + 0.768 Ar – N <sub>2</sub> (T=298 K, t=20 min) |                         |        |                |                |        |                |              |        |                |
|----------------------------------------------------------|-------------------------|--------|----------------|----------------|--------|----------------|--------------|--------|----------------|
|                                                          | Stefan-Maxwell analysis |        |                | Experiment [8] |        |                | Ansys Fluent |        |                |
| Pressure, MPa                                            | He                      | Ar     | N <sub>2</sub> | He             | Ar     | N <sub>2</sub> | He           | Ar     | N <sub>2</sub> |
| 0.829                                                    | 0.0117                  | 0.0094 | 0.0211         | 0.0680         | 0.1234 | 0.1944         | 0.081        | 0.113  | 0.1894         |
| 1.074                                                    | 0.0092                  | 0.0073 | 0.0164         | 0.0588         | 0.1850 | 0.2438         | 0.037        | 0.157  | 0.188          |
| 2.055                                                    | 0.0049                  | 0.0038 | 0.0087         | 0.1352         | 0.2089 | 0.3441         | 0.1090       | 0.2653 | 0.3393         |
| 0.098 He + 0.902 Ar – N <sub>2</sub> (T=298 K, t=20 min) |                         |        |                |                |        |                |              |        |                |
|                                                          | Stefan-Maxwell analysis |        |                | Experiment [8] |        |                | Ansys Fluent |        |                |
| Pressure, MPa                                            | He                      | Ar     | N <sub>2</sub> | He             | Ar     | N <sub>2</sub> | He           | Ar     | N <sub>2</sub> |
| 0.829                                                    | 0.0050                  | 0.0128 | 0.0178         | 0.0869         | 0.1840 | 0.2709         | 0.017        | 0.2096 | 0.2367         |
| 1.074                                                    | 0.0038                  | 0.0098 | 0.0132         | 0.0368         | 0.2472 | 0.2840         | 0.0217       | 0.2376 | 0.2455         |
| 2.055                                                    | 0.0021                  | 0.0052 | 0.0072         | 0.0565         | 0.2411 | 0.2975         | 0.0289       | 0.2856 | 0.3125         |
| 0.299 He + 0.701 Ar – N <sub>2</sub> (T=298 K, t=20 min) |                         |        |                |                |        |                |              |        |                |
|                                                          | Stefan-Maxwell analysis |        |                | Experiment [8] |        |                | Ansys Fluent |        |                |
| Pressure, MPa                                            | He                      | Ar     | N <sub>2</sub> | He             | Ar     | N <sub>2</sub> | He           | Ar     | N <sub>2</sub> |
| 0.829                                                    | 0.0151                  | 0.0079 | 0.0230         | 0.0252         | 0.0692 | 0.1927         | 0.0262       | 0.0608 | 0.0399         |
| 1.074                                                    | 0.0118                  | 0.0061 | 0.0179         | 0.0465         | 0.1462 | 0.2594         | 0.0270       | 0.0910 | 0.1391         |
| 2.055                                                    | 0.0063                  | 0.0032 | 0.0095         | 0.0866         | 0.1924 | 0.2790         | 0.0497       | 0.1395 | 0.1881         |

The average deviation between numerical and experimental data for all gases is about 21%. But if you look at each number clearly, you can see that individual measurements exceed 40% in some places. This is especially repeated for the light component in the mixture - this may be due, of course, to the non-ideality of the program calculation, as well as to the fact that the molecular weight, viscosity and other parameters of the component differ from the real

values. But, nevertheless, this table and calculations testify to the possibility of quantitative estimation of partial fluxes of components arising at violation of mechanical equilibrium of the system. At the same time, the discrepancy between experimental data and calculations performed within the diffusion model can reach hundreds of percent and more, which confirms the presence of convective currents in the system.



**Figure 2** – Convective structures formed in the diffusion channel for the system  $0.232 \text{ He} + 0.768 \text{ Ar} - \text{N}_2$  at  $p=1.074 \text{ MPa}$ ,  $T=298 \text{ K}$ ,  $t=20 \text{ min}$ : a)  $t=6 \text{ min}$ ; b)  $t=9 \text{ min}$ ; c)  $t=18 \text{ min}$ ; d) Concentration scale for cases (a), (b) and (c) describing numerical values of colors

One can also observe the evolution of the formation of convective structures at mixing of this system in Figure 2. As can be seen in Figure 2a clearly shows the beginning of instability of mechanical equilibrium, at which the bending of isoconcentration line appears. Figure 2b shows the beginning of intensive transition of the heavy component from the upper flask to the lower flask through the diffusion channel. And on Figure 2c already established convective flow in the form of convective thread connecting the two flasks, through which the gas is transferred.

### Conclusion

Based on the experimental study of convective mixing of an isothermal ternary mixture of helium-argon-nitrogen, numerical studies using ANSYS Fluent were carried out. These studies showed high accuracy in describing the processes of combined mass transfer. Comparison of calculated data with experimental data confirmed the adequacy of the used model for complex systems of multicomponent mixing.

The studies have shown the possibility of quantitative determination of kinetic transitions between different types of convective mixing. Characteristic times for a new type of mixing were

determined. The identified stages, including diffusion, formation of convective flows and their further evolution, confirm the existence of complex dynamics of mass transfer processes. The application of ANSYS Fluent allows effective modeling of structural features of flows, such as upward and downward convective flows, and their interaction. This makes this software package a promising tool for the study of combined mass transfer processes under isothermal conditions.

Numerical results show that, with proper adjustment of initial and boundary conditions, ANSYS Fluent can account for the effects of all key parameters, including density gradients, initial composition, pressure, temperature, and geometric characteristics of the diffusion channel, which is confirmed by adequate reproduction of experimental data. The proposed approaches and models can be recommended for applied research aimed at optimizing technological processes related to convective and diffusive mechanisms of mass transfer.

### Acknowledgments

The work was supported by the Committee of Science of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (project AP23488139)

## References

- 1 Banerjee A. Rayleigh–Taylor instability: A status review of experimental diagnostics and measurements // *Journal of Fluids Engineering*. – 2020. – Vol. 142, No. 12. – P. 120801. DOI: 10.1115/1.4048349.
- 2 Kallepalli S., Johnson L., Mattson B. Graham's Law of Diffusion: A Classroom Demonstration of Gas Diffusion and Effusion // *Journal of Chemical Education*. – 2021. – Vol. 98, No. 10. – P. 3258–3262. DOI: 10.1021/acs.jchemed.1c00657.
- 3 Kossov V., Fedorenko O., Zhakebayev D. Features of multicomponent mass transfer in gas mixtures containing hydrocarbon components // *Chemical Engineering & Technology*. – 2019. – Vol. 42, No. 4. – P. 896–902. DOI: 10.1002/ceat.201800604.
- 4 Федоренко О.В. и Поярков И.В. Устойчивость механического равновесия в неидеальных газовых смесях // *Вестник. Серия Физическая*. – 2024. - № 90(3). – С. 116–124. <https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v90i3-014>.
- 5 McLaren C.P., Kovar T.M., Penna A., Müller C.R., Boyce C.M. The role of microstructural heterogeneity in the mechanical behavior of materials: A multiscale approach // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. – 2019. – Vol. 116, No. 19. – P. 9263–9268. DOI: 10.1073/pnas.1820820116.
- 6 Tang Y., Li Z., Wang R., Cui M., Wang X., Lun Z., Lu Y. Experimental study on the density-driven carbon dioxide convective diffusion in formation water at reservoir conditions // *ACS Omega*. – 2019. – Vol. 4, No. 6. – P. 11082–11092. DOI: 10.1021/acsomega.9b00627
- 7 Ortiz de Zárate J.M., Kirkpatrick T.R., Sengers J.V. Nonequilibrium Casimir pressures in liquids under shear // *The European Physical Journal E*. – 2019. – Vol. 42. – P. 399–404. DOI: 10.1140/epje/i2019-11803-2.
- 8 Kossov V., Fedorenko O., Zhakebayev D., Mukamedenkyzy V., Kulzhanov D. Numerical study of the interaction of vortex ring and shock wave in a supersonic flow // *ZAMM – Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. – 2022. – Vol. 102, No. 1. – P. e201900197. DOI: 10.1002/zamm.201900197.
- 9 Kossov V., Altenbach H. Asymptotic long-wave model for a high-contrast two-layered elastic plate // *ZAMM – Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. – 2023. – Vol. 103, No. 1. – P. e202300080. DOI: 10.1002/zamm.202300080.
- 10 Hu Z.C., Zhang X.R. An experimental study on the transient runback characteristics of wind-driven film/rivulet flows // *Physics of Fluids*. – 2021. – Vol. 33, No. 11. – P. 112103. DOI: 10.1063/5.0049247.
- 11 Peixoto M.L.R., Brito M.S.C.A., Santos R.J., Vilar V.J.P. Evaluation of the performance of a novel photocatalytic reactor for the degradation of emerging contaminants in water // *Chemical Engineering Research and Design*. – 2024. – Vol. 210. – P. 150–162. DOI: 10.1016/j.cherd.2024.08.030.
- 12 Abd Halim M.A., Nik Mohd N.A.R., Mohd Nasir M.N., Dahalan M.N. The evaluation of  $k$ - $\epsilon$  and  $k$ - $\omega$  turbulence models in modelling flows and performance of S-shaped diffuser // *International Journal of Automotive and Mechanical Engineering*. – 2018. – Vol. 15, No. 2. – P. 5161–5177. DOI: 10.15282/ijame.15.2.2018.2.0399.
- 13 Kossov V., Fedorenko O., Asembaeva M., Moldabekova M., Zhaneli M. Diffusion instability in three-component gas mixtures containing greenhouse gas // *International Journal of Thermofluids*. – 2023. – Vol. 20. – Article 100495. DOI: 10.1016/j.ijft.2023.100495.
- 14 Молдабекова М.С., Мукамеденкызы В., Асембаева М.К. и Толепберген А.Г. Исследование диффузии двух газов, в равной степени разбавленных различными балластными газами // *Вестник. Серия Физическая (ВКФ)*. – 2024. - № 89(2). – С. 57–61. <https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v89i2-08>
- 15 Kosov V.N., Fedorenko O.V., Asembaeva M.K., Mukamedenkyzy V. Changing diffusion–convection modes in ternary mixtures with a diluent gas // *Theoretical Foundations of Chemical Engineering*. – 2020. – Vol. 54, No. 2. – P. 289–296. DOI: 10.1134/S0040579520020136.
- 16 ANSYS Inc. ANSYS Fluent User's Guide. Release 2024. Canonsburg,

## References

- 1 A. Banerjee, *Journal of Fluids Engineering* 142, 12-29 (2020). <https://doi.org/10.1115/1.4048349>.
- 2 S. Kallepalli, L. Johnson and B. Mattson, *Journal of Chemical Education* 98, 10, 3258-3262 (2021). <https://doi.org/10.1021/acs.jchemed.1c00657>.
- 3 V. Kossov, O. Fedorenko and D. Zhakebayev, *Chemical Engineering & Technology*, 42, 896-902 (2019). <https://doi.org/10.1002/ceat.201800604>.
- 4 O.V. Fedorenko and I.V. Poyarkov, *Recent Contributions to Physics*. 90, 3, 116–124 (2024). <https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v90i3-014> (in Russ.)
- 5 C.P. McLaren, T.M. Kovar, A. Penna, C.R. Müller and C.M. Boyce, *PNAS*, 116, 9263-9268 (2019). [doi/10.1073/pnas.1820820116](https://doi.org/10.1073/pnas.1820820116).
- 6 Y. Tang, Z. Li, R. Wang, M. Cui, X. Wang, Z. Lun and Y. Lu, *ACS Omega* 4, 11082–11092 (2019). <https://doi.org/10.1021/acsomega.9b00627>.
- 7 J.M. Ortiz de Zárate, *Eur. Phys. J. E* 42, 399–404 (2019). <https://doi.org/10.1140/epje/i2019-11803-2>.

- 8 V. Kossov, O. Fedorenko, D. Zhakebayev, V. Mukamedenkyzy and D. Kulzhanov, ZAMM- J. Appl. Math. Mech., 102, (2022). <https://doi.org/10.1002/zamm.201900197>.
- 9 V. Kossov and H. Altenbach, Z Angew Math Mech. 103, (2023). <https://doi.org/10.1002/zamm.20230080>
- 10 Z.C. Hu and X.R. Zhang, Phys. Fluids 33, 5 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0049247>.
- 11 M.L.R. Peixoto, M.S.C.A. Brito, R. J. Santos and V.J.P. Vilar, Chemical Engineering Research and Design, 210, 150–162 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.cherd.2024.08.030>
- 12 M. A. Abd Halim, N. A. R. Nik Mohd, M. N. Mohd Nasir and M. N. Dahalan, International Journal of Automotive and Mechanical Engineering, 15, 5161-5177 (2018). <https://doi.org/10.15282/ijame.15.2.2018.2.0399>
- 13 V. Kossov, O. Fedorenko, M. Asembaeva, M. Moldabekova and M. Zhaneli, International Journal of Thermofluids, 20, (2023). <https://doi.org/10.1016/j.ijft.2023.100495>
- 14 M.S. Moldabekova, V. Mukamedenkyzy, M.K. Asembaeva and A.G. Tolepbergen, Recent Contributions to Physics, 89, 2, 57–61 (2024). <https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v89i2-08> (in Russ)
- 15 V. Kosov, O.V. Fedorenko, M.K. Asembaeva and V. Mukamedenkyzy, Changing diffusion-convection modes in ternary mixtures with a diluent gas, Theor. Found. Chem. Eng., 54, 2, 289-296 (2020).
- 16 ANSYS Fluent User's Guide, Release 2024. ANSYS Inc., Canonsburg, PA, USA. Available at: <https://www.ansys.com/>

#### Article history:

Received 13 February 2025

Received in revised form 25 February 2025

Accepted 11 March 2025

#### Мақала тарихы:

Түсті – 13.02.2025

Түзетілген түрде түсті – 25.02.2025

Қабылданды – 11.03.2025

#### Information about author:

**1. Venera Mukamedenkyzy** – PhD (Phys), Ass. Prof, Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [mukameden@inbox.ru](mailto:mukameden@inbox.ru)

**2. Arsen Tolepbergen** (corresponding author) – Master of Engineering and Technology, Ass. Prof, Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan, e-mail: [arsen4236@gmail.com](mailto:arsen4236@gmail.com)

#### Авторлар туралы мәлімет:

**1. Венера Мукамеденкызы** – физ.мат.ғыл.канд., қауымд.профессор, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

e-mail: [mukameden@inbox.ru](mailto:mukameden@inbox.ru)

**2. Арсен Төлепберген** (автор-корреспондент) – техника және технология магистрі, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан, e-mail: [arsen4236@gmail.com](mailto:arsen4236@gmail.com)

5-бөлім

**БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА.  
РАДИОФИЗИКА**

---

Section 5

**NONLINEAR PHYSICS.  
RADIOPHYSICS**

---

Раздел 5

**НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА.  
РАДИОФИЗИКА**



K.B. Khairosheva<sup>1</sup> , L. Sapina<sup>2</sup> , A.K. Imanbayeva<sup>2\*</sup> 

<sup>1</sup>Astana IT University, Astana, Kazakhstan

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

\*e-mail: [akmaral@physics.kz](mailto:akmaral@physics.kz)

## COMPARATIVE ANALYSIS OF CLOUD AND FOG COMPUTING PERFORMANCE BASED ON MODELING

This study presents a comparative performance analysis of cloud and fog computing architectures based on simulation modeling. Cloud computing offers numerous advantages, including scalability, on-demand resource allocation, simplified deployment of applications and services. However, this evolution critically depends on efficient data transmission - a domain where principles of radio physics, such as signal propagation, interference management, and channel optimization, play a pivotal role. Fog computing extends cloud capabilities to the network edge, enabling localized processing and reducing response time. Using the Eclipse IDE and Java, two network models were developed to analyze key metrics: energy consumption, transmission delay, and network traffic under varying node topologies. The simulation results show that fog computing significantly reduces latency and distributes energy consumption more efficiently than traditional cloud systems. Correlation matrix analysis reveals that while latency and energy usage in cloud systems increase sharply with the number of devices, fog architectures exhibit better scalability and resilience. These findings highlight fog computing as a viable solution for real-time and IoT applications requiring low-latency responses and efficient resource distribution.

**Keywords:** cloud technology, fog computing, performance, comparative analysis Eclipse.

Қ.Б. Хайрошева, Л. Сапина, А.К. Иманбаева<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Astana IT University, Астана қ., Қазақстан

<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

\*e-mail: [akmaral@physics.kz](mailto:akmaral@physics.kz)

## Модельдеу арқылы бұлт және тұман есептеулердің өнімділігін салыстырмалы талдау

Бұл зерттеу симуляциялық модельдеуге негізделген бұлтты және тұманды есептеулер архитектурасының салыстырмалы өнімділігін талдауды ұсынады. Бұлттық есептеулер ауқымдылықты, сұраныс бойынша ресурстарды бөлуді, қолданбалар мен қызметтерді оңайлатылған орналастыруды қоса алғанда, көптеген артықшылықтарды ұсынады. Дегенмен, бұл эволюция деректерді тиімді тасымалдауға, яғни сигналдың таралуы, кедергілерді басқару және арнаны оңтайландыру сияқты радиофизика принциптері шешуші рөл атқаратын салаларға өте тәуелді. Тұмандық есептеулер бұлттың мүмкіндіктерін желі шетіне дейін кеңейтеді, локализацияланған өңдеуді қамтамасыз етеді және жауап беру уақытын қысқартады. Eclipse IDE және Java көмегімен негізгі өнімділік көрсеткіштерін талдау үшін екі желі моделі әзірленді: қуатты тұтыну, беру кідірісі және әртүрлі түйін топологиялары бойынша желілік трафик. Модельдеу нәтижелері тұманды есептеу кідірістерді айтарлықтай азайтатынын және дәстүрлі бұлттық жүйелерге қарағанда энергияны тұтынуды тиімдірек бөлетінін көрсетеді. Корреляциялық матрицалық талдау бұлттық жүйелердегі кідіріс пен қуат тұтыну құрылғылардың санына қарай күрт өскенімен, тұмандық архитектуралар жақсырақ ауқымдылық пен тұрақтылықты көрсетеді. Бұл нәтижелер тұманды есептеуді нақты уақыттағы және төмен кідіріс жауаптарын және ресурстарды тиімді бөлуді қажет ететін IoT қолданбалары үшін өміршең шешім ретінде көрсетеді.

**Түйін сөздер:** бұлтты есептеулер, тұманды есептеулер, өнімділік, Eclipse салыстырмалы талдау.

Қ.Б. Хайрошева, Л. Сапина, А.К. Иманбаева<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Astana IT University, г. Астана, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

\*e-mail: [akmaral@physics.kz](mailto:akmaral@physics.kz)

## Сравнительный анализ производительности облачных и туманных вычислений на основе моделирования

В этой работе представлен сравнительный анализ производительности архитектур облачных и туманных вычислений на основе имитационного моделирования. Облачные вычисления предлагают многочисленные преимущества, включая масштабируемость, распределение ресурсов по требованию, упрощенное развертывание приложений и услуг. Однако эта эволюция критически зависит от эффективной передачи данных, т.е. области, где принципы радиофизики, такие как распространение сигнала, управление помехами и оптимизация канала, играют ключевую роль. Туманные вычисления расширяют возможности облака до границы сети, обеспечивая локализованную обработку и сокращая время отклика. Используя Eclipse IDE и Java, были разработаны две сетевые модели для анализа ключевых показателей: энергопотребление, задержка передачи и сетевой трафик при различных топологиях узлов. Результаты моделирования показывают, что туманные вычисления значительно сокращают задержку и распределяют энергопотребление более эффективно, чем традиционные облачные системы. Анализ корреляционной матрицы показывает, что, хотя задержка и энергопотребление в облачных системах резко возрастают с количеством устройств, туманные архитектуры демонстрируют лучшую масштабируемость и устойчивость. Эти результаты подчеркивают туманные вычисления как жизнеспособное решение для приложений реального времени и IoT, требующих ответов с низкой задержкой и эффективного распределения ресурсов.

**Ключевые слова:** облачные технологии, туманные технологии, производительность, сравнительный анализ Eclipse.

### Introduction

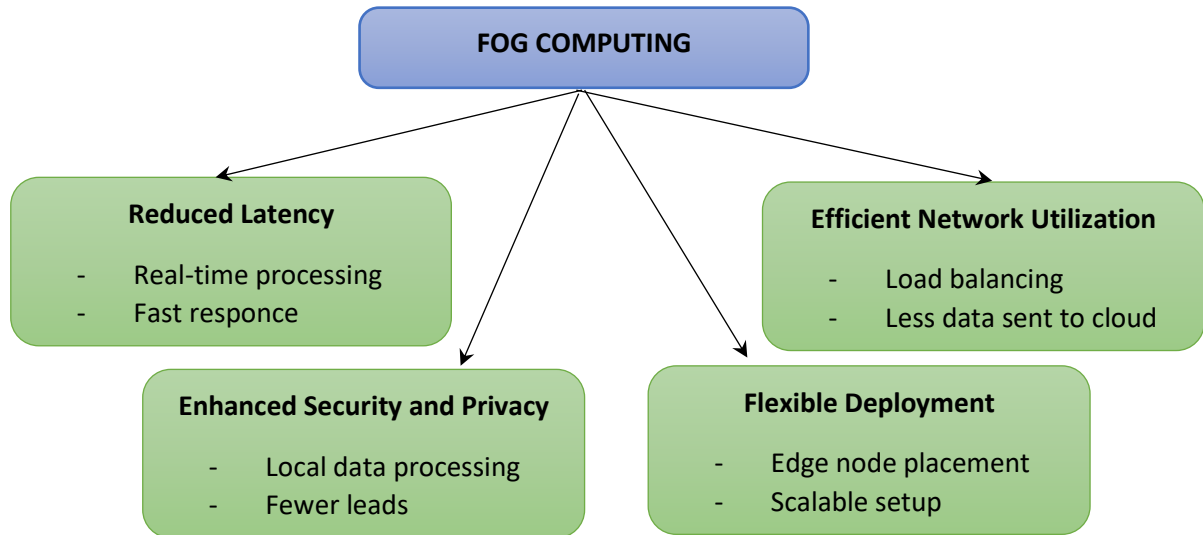
Today's computing paradigms have evolved from distributed parallel computing to network-based and cloud computing. Cloud computing offers numerous advantages, including scalability, on-demand resource allocation, reduced management effort, a flexible pay-as-you-go pricing model, and simplified application and service deployment [1-3]. However, the behavior of these complex systems can exhibit non-linear characteristics, particularly under high load or in unpredictable network conditions. Cloud computing is now widely adopted across various industries, including manufacturing, healthcare, telecommunications, and finance. However, despite its extensive use, cloud computing still has certain limitations.

One fundamental limitation of cloud computing is the connectivity constraint between the cloud and end-user devices. This connection is established via the Internet, which is not always suitable for cloud applications that require low latency [3]. Examples of such applications include connected vehicles, wildfire detection and suppression, smart grids, and content delivery [4-6]. Additionally, cloud applications are often distributed and composed of multiple components [7]. As a result, certain components may be deployed across different cloud

environments (e.g [8-10]), increasing latency due to overhead associated with inter-cloud communication.

Fog computing (FC) has emerged as a computational paradigm designed to address these challenges [11]. The concept is actively promoted by the OpenFog Consortium, which has released several official documents on the topic [12]. FC is often referred to as "the cloud closer to the ground", as it extends the traditional cloud architecture to the network edge. In this model, latency-sensitive components can be processed at the network periphery, while non-time-sensitive and resource-intensive components remain in the cloud. Figure 1 illustrates the core advantages of FC.

Thus, FC represents a promising approach to overcoming existing limitations of cloud-based solutions. While it has traditionally been discussed in the context of the Internet of Things (IoT), its applicability extends to a broader range of use cases, including industrial automation, intelligent transportation systems, and distributed monitoring systems [11-12]. However, several challenges remain, such as the development of unified standards, efficient management of distributed resources, and ensuring data security. Future research should focus on optimizing resource allocation between cloud and fog nodes, as well as refining coordination mechanisms across different computing layers.



**Figure 1** – Key advantages of Fog Computing

When designing cloud and computing systems, it is crucial to develop an optimal routing system that can dynamically adapt to varying network conditions and security requirements. An essential aspect of this process is achieving an optimal balance between resource distribution and minimizing the number of network nodes, which directly impacts the energy efficiency of the system [13-14].

Among the primary factors influencing system performance are network traffic characteristics. In cloud-centric models, frequent data transmissions to remote servers can increase latency. Conversely, fog computing facilitates edge processing, reducing delays but demanding efficient load distribution across fog nodes.

A comparative performance evaluation of cloud and fog computing requires simulation-driven modeling of real-world scenarios, including load balancing, power consumption, and transmission delay analysis. Addressing these aspects – energy efficiency, traffic reduction, and latency minimization – is paramount in selecting the most appropriate computational architecture for a given application context.

### Problem Statement

This study aims to improve the deployment efficiency and performance of distributed systems by utilizing fog computing technologies. While cloud computing offers significant benefits, its limitations, particularly those related to latency and resource allocation, require exploration of alternative paradigms. Fog computing, with its capability to process data closer to the source, represents a promising solution.

The central goal of this research is to perform a comparative analysis of cloud and fog computing in terms of energy consumption, network traffic, and latency. These metrics are evaluated with respect to different network topologies and varying numbers of nodes to determine the scalability and adaptability of each computing model.

To ensure reproducibility and accuracy, all experiments will be conducted using the Java programming language within the Eclipse integrated development environment. The results of this modeling-based study will provide a foundation for designing more efficient, responsive, and sustainable computing infrastructures.

### Methods

To simulate and evaluate the performance of cloud and fog computing architectures, we develop a series of experiments using the Java programming language within the Eclipse integrated development environment (IDE) [15]. Java offers robust libraries for concurrent and network-based programming, making it well-suited for modeling distributed computing systems.

Eclipse was chosen due to its comprehensive support for modular development, debugging tools, and integration with external simulation libraries. The modeling environment allows for flexible configuration of network topologies, node behaviors, and communication patterns, which is essential for accurately assessing system performance under different conditions.

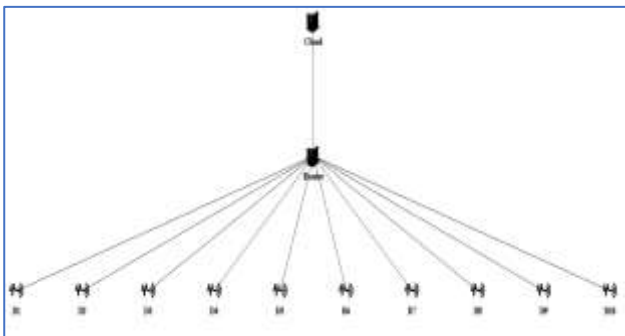
The experimental setup involves simulating various network configurations to analyze how key performance metrics – such as energy consumption,

traffic volume, and data transmission delay – respond to changes in system topology and node count.

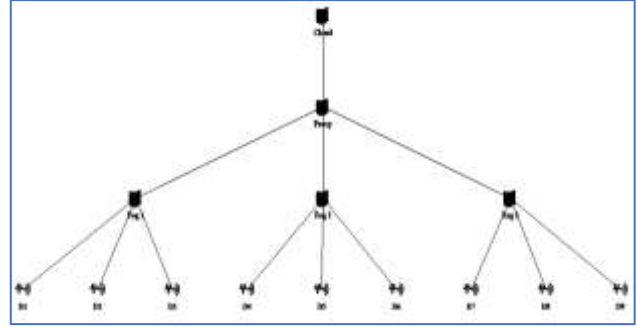
To evaluate the performance differences between cloud and fog computing systems, we developed a simulation model representing typical data transmission scenarios. The architecture includes two core variants: a cloud-based system (Fig.2) and dog-enhanced system (Fig.3). Both models simulate message flow from sensors to a processing server and back to an actuator, thus completing a closed feedback control loop.

In the modeled systems, sensor nodes serve as data sources, periodically sending measurements to a central server for processing and decision-making. After performing predictive analysis or control logic, the server returns commands to end-user devices connected to actuators. These operations are computationally intensive and typically require the power of remote cloud servers. However, transmitting large volumes of data to remote cloud centers introduced noticeable latency, which may be unacceptable for real-time or latency-sensitive applications. To mitigate this, the fog-based model introduces intermediate processing nodes – fog servers – positioned closer to the data sources. These fog nodes perform preliminary data processing and reduce the load on cloud servers by transmitting only aggregated or refined data upstream.

Figure 2 illustrates the architecture of the cloud computing system. It consists of multiple sensor devices (D1, D2, ..., D10), a central router, and a remote cloud server. Data flows upward from the sensors to the router and then to the server. In the fog computing variant (Fig.3), additional fog nodes are placed between the sensors and the cloud, enabling edge-level computation and reducing end-to-end latency. Data from sensors D1, D2, and D3 are sent to fog server Fog1, data from sensors D4, D5, D6 are sent to fog server Fog 2, data from sensors D7, D8, D9 are sent to fog server Fog 3 respectively. The number of branches coming from fog servers can be increased, however, as the number of devices increases, the delay of data packets will increase.



**Figure 2** – Cloud Computing System Architecture



**Figure 3** – Fog Computing System Architecture

This simulation setup allows for controlled analysis of how varying network topologies and the number of nodes affect energy efficiency, data traffic, and system responsiveness in both architectures. This scheme was also tested for the degree of optimality of systems using fog technologies [16].

## Results and Discussion

The input parameters used in the simulation for the cloud computing architecture are presented in Table 1.

**Table 1.** Simulation Parameters for Cloud Computing

| Parameter                        | Cloud Server | Router  |
|----------------------------------|--------------|---------|
| MIPS                             | 44 800       | 2 800   |
| RAM (Mb)                         | 40 000       | 4 000   |
| Uplink Bandwidth (Mb)            | 100          | 10 000  |
| Downlink Bandwidth (Mb)          | 10 000       | 10 000  |
| Level                            | 0            | 1       |
| Power in Active Transmission (W) | 16·103       | 107.339 |
| Power in Idle Mode (W)           | 16·83.25     | 83.43   |

These parameters include computing capacity in MIPS (Million Instructions Per Second), memory (RAM), uplink and downlink bandwidths, network hierarchy level, as well as power consumption in both active and idle modes. The input values for the fog computing simulation are listed in Table 2.

The last two rows in Tables 1 and 2 represent the power consumption of devices under two operational modes: transmission and idle. For the cloud server, the idle power consumption is indicated as  $16 \times 83.25$  W, which equals 1332 W. This value assumes that the cloud data center comprises 16 identical units, each consuming 83.25 watts in idle mode. Similarly, the transmission power is calculated as  $16 \times 103$  W, yielding a total of 1648 W. These aggregated power values reflect a more realistic representation of energy usage in large-scale cloud infrastructures, where multiple servers operate simultaneously.

**Table 2.** Simulation Parameters for Fog Computing

| Parameter                        | Cloud Server | Proxy Server | Cloud Server |
|----------------------------------|--------------|--------------|--------------|
| MIPS                             | 44 800       | 2 800        | 2 800        |
| RAM (Mb)                         | 40 000       | 4 000        | 4 000        |
| Uplink Bandwidth (Mb)            | 100          | 10 000       | 10 000       |
| Downlink Bandwidth (Mb)          | 10 000       | 10 000       | 10 000       |
| Level                            | 0            | 1            | 2            |
| Power in Active Transmission (W) | 16.103       | 107.339      | 107.339      |
| Power in Idle Mode (W)           | 16.83.25     | 83.43        | 83.43        |

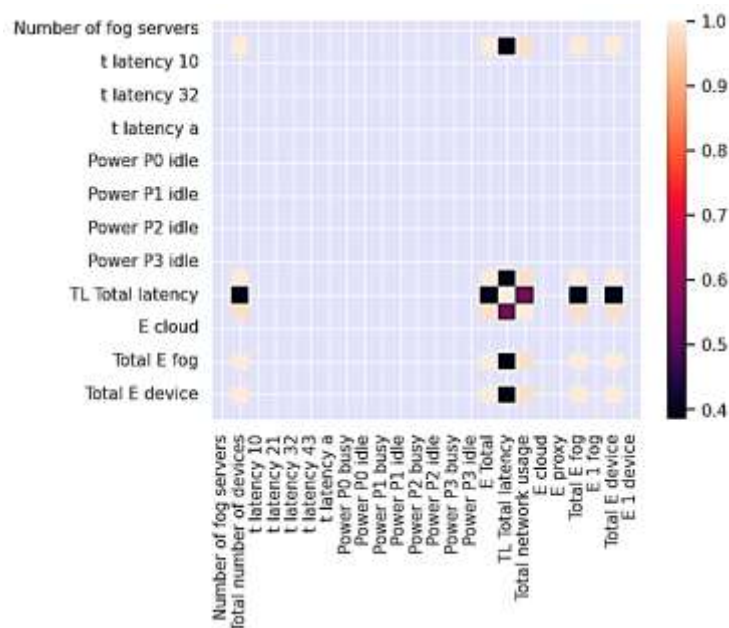
This approach ensures that simulation parameters better approximate real-world scenarios and enables more accurate performance and energy-efficiency comparisons between cloud and fog computing models. Further analysis compares these parameters with those obtained for fog computing architectures, in order to identify potential benefits in responsiveness and resource efficiency. The results of the simulations are used to assess the scalability and performance trade-offs between the two models under varying network loads.

Next, a correlation matrix for the cloud network was constructed. A correlation matrix is a table showing the correlation coefficients between several variables [17]. Each element of this matrix reflects the degree of linear dependence between two variables. Using correlation analysis helps identify the most sensitive performance indicators and can be beneficial for optimizing the distribution of computational tasks between cloud and fog resources.

Figure 4 presents a heatmap of the Pearson correlation matrix, illustrating the relationships between various performance metrics in a cloud

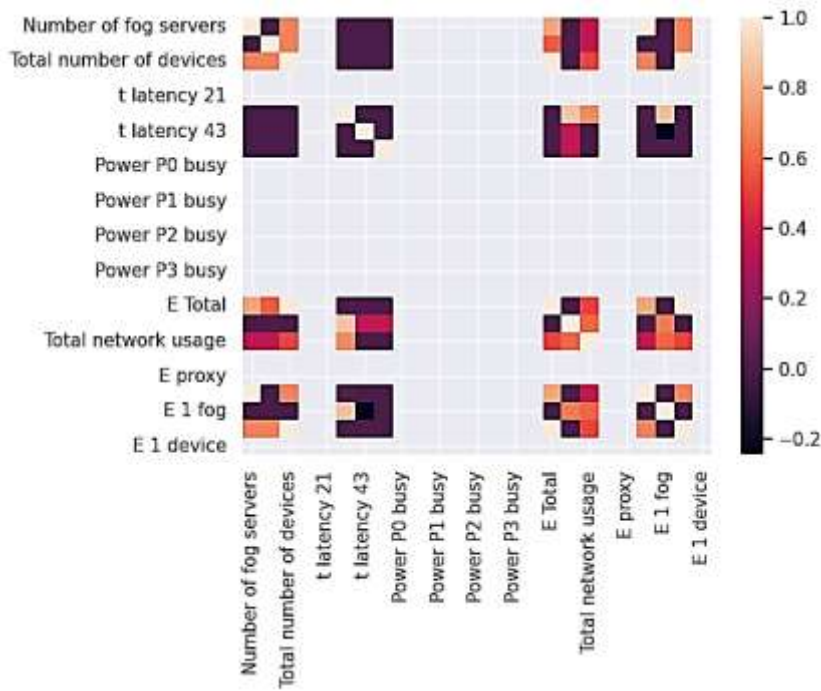
computing network. The correlation values range from 0.4 to 1.0, with darker shades representing stronger positive correlations. The analysis reveals that parameters such as total latency (TL Total latency), energy consumption of the cloud server (E cloud), total energy consumption of fog nodes (Total E fog), total energy consumption of end devices (Total E device), and total network usage show a high degree of correlation with the number of devices and the number of fog servers. This indicates that as the number of connected devices increases, system load also increases in terms of computation, energy consumption, and network utilization.

The same network parameters for fog computing systems were considered. Figure 5 displays the Pearson correlation matrix [18] visualized as a heatmap, representing the relationships among different performance indicators in the fog computing network. Unlike the cloud architecture, this matrix shows a broader variation in correlations, including both strong and weak dependencies between parameters.

**Figure 4** – Correlation matrix for the cloud-based network

Notably, the “Total numbers of devices” is strongly positively correlated with “Total network usage” and “Total energy consumption (E Total)”, indicating that an increase in connected devices leads to higher load on network bandwidth and energy demands across the system. However, is minimal or even negative correlation between the number of

devices and latency metrics such as “*t latency 21*” and “*t latency 43*”, which refer to the time delay from node 2 to 1 and from 4 to 3, respectively. This suggests that in fog-based architecture, localized data processing can help reduce the impact of network size on transmission delays.



**Figure 5** – Correlation matrix for the fog computing network

The energy consumption at individual components (such as *E proxy*, *E1 fog*, and *E1 device*) varied correlations with power usage at fog servers (*Power P0 busy* to *Power P3 busy*), emphasizing the distributions nature of energy demands in fog environments. Moreover, the correlation of total energy usage with power metrics highlights that fog nodes play a critical role in balancing energy efficiency and latency.

Overall, this matrix provides valuable insight into the dynamics of fog computing and its effectiveness in decentralizing computing resources, thereby reducing latency while maintaining energy performance.

The correlation matrices in Figures 4 and 5 reveal notable differences in system behavior between cloud and fog computing architectures.

#### 1. Latency Correlation:

*Cloud*: Latency values exhibit a high positive correlation with the total number of devices and network usage. This indicates that as the network scales, latency increases significantly.

*Fog*: Latency shows weak or even negative correlation with device count, demonstrating better scalability and responsiveness due to distributed data processing at fog nodes.

#### 2. Energy Consumption:

*Cloud*: Total energy consumption is strongly correlated with cloud server activity and device count, reflecting centralized energy load.

*Fog*: Energy consumption is distributed among proxy and fog nodes, with diverse correlations depending on the node and network structure.

#### 3. Network Usage:

*Cloud*: Highly dependent on the number of devices and directly affects latency.

*Fog*: Still correlated with device count but less impact on latency, suggesting better bandwidth optimization.

#### 4. Scalability:

*Cloud*: Performance declines (higher latency and energy use) with network growth.

*Fog*: More scalable due to localized processing, reducing global traffic and delays.

These results can be conveniently presented in the form of a comparative Table 3.



**Table 3.** Summary Table: Correlation Analysis Insights

| Metric                   | Cloud Computing                              | Fog Computing                                  |
|--------------------------|----------------------------------------------|------------------------------------------------|
| Latency vs Devices       | Strong positive correlation                  | Weak or no correlation                         |
| Energy vs Devices        | Strong correlation to centralized cloud node | Distributed correlation (proxy, fog nodes)     |
| Network Usage vs Devices | Strong positive correlation                  | Moderate correlation                           |
| Latency vs Network Usage | High correlation                             | Low to moderate correlation                    |
| Energy Distribution      | Centralized (cloud and router)               | Decentralized (fog and proxy nodes)            |
| Scalability              | Limited due to latency and energy increase   | Higher scalability due to localized processing |

### Conclusion

In conclusion, this study has demonstrated the performance advantages of fog computing over cloud computing in terms of latency, energy consumption, and network efficiency. These improvements are critical for supporting real-time applications and the growing demands of IoT. Future work should investigate the optimization of fog computing architectures from the perspective of radio physics,

specifically focusing on dynamic spectrum allocation, adaptive modulation techniques, and energy-efficient wireless transmission protocols to further enhance performance and scalability. Furthermore, the principles of radio wave propagation modeling can be integrated into the simulation models to provide more realistic evaluations of fog computing deployments in diverse environments.

### References

- 1 Jiao L., Friedman R., Fu X., Secci S., Smoreda Z., Tschofenig H., Cloud-based computation offloading for mobile devices: State of the art, challenges and opportunities // Future Network Mobile Summit. – 2013. – P. 1–11.
- 2 Stojmenovic I. Fog computing: A cloud to the ground support for smart things and machine-to-machine networks // Telecommunication Networks and Applications Conference (ATNAC), 2014 Australasian. – 2014. – P. 117–122. DOI: [10.1109/ATNAC.2014.7020884](https://doi.org/10.1109/ATNAC.2014.7020884)
- 3 Yangui S., Ravindran P., Bibani O., Glitho R.H., HadjAlouane N.B., Morrow M.J., Polakos P.A. A platform as-a-service for hybrid cloud/fog environments // IEEE Int. Symp. on Local and Metropolitan Area Networks (LANMAN). – 2016. – P. 1–7. DOI: [10.1109/LANMAN.2016.7548853](https://doi.org/10.1109/LANMAN.2016.7548853)
- 4 Zhu X., Chan D.S., Hu H., Prabhu M.S., Ganesan E., Bonomi F., Improving Video Performance with Edge Servers in the Fog Computing Architecture // Intel Technology Journal. – 2015. – Vol. 19, No. 1. – P. 202–224.
- 5 Yangui S., Tata S. The SPD Approach to Deploy Service-based Applications in the Cloud // Concurrency Computation: Practice and Experience. – 2015. – Vol. 27, No. 15. – P. 3943–3960. DOI: [10.1002/cpe.3367](https://doi.org/10.1002/cpe.3367)
- 6 Bonomi F., Milito R., Zhu J., Addepalli S. Fog Computing and Its Role in the Internet of Things // Proc. of the 1st MCC Workshop on Mobile Cloud Computing. – 2012. – P. 13–16. DOI: [10.1145/2342509.2342513](https://doi.org/10.1145/2342509.2342513)
- 7 OpenFog Consortium, OpenFog Reference Architecture for Fog Computing // Technical Report. – February 2017.
- 8 Kendrick P., Baker T., Maamar Z., Hussain A., Buyya R., Al-Jumeily D. An Efficient Multi-Cloud Service Composition Using a Distributed Multiagent-Based, Memory-Driven Approach // IEEE Transactions on Sustainable Computing. – 2021. – Vol.6, Iss. 3. – P.358 – 369. DOI: [10.1109/TSUSC.2018.2881416](https://doi.org/10.1109/TSUSC.2018.2881416)
- 9 Navjeet Kaur A systematic review on security aspects of fog computing environment: Challenges, solutions and future directions // Computer Science Review. – 2024. – Vol. 54. – Art.No 100688. DOI: [10.1016/j.cosrev.2024.100688](https://doi.org/10.1016/j.cosrev.2024.100688)
- 10 Alsaeed N., Nadeem F., Albalwy F. A scalable and lightweight group authentication framework for Internet of Medical Things using integrated blockchain and fog computing // Future Generation Computer Systems. – 2024. – Vol.151. – P. 162-181. DOI: [10.1016/j.future.2023.09.032](https://doi.org/10.1016/j.future.2023.09.032)
- 11 Zhou L., Diro A., Saini A., Kaisar S., Hiep P.C. Leveraging zero knowledge proofs for blockchain-based identity sharing: A survey of advancements, challenges and opportunities //Journal of Information Security and Applications. – 2024. – Vol.80. – Art.No 103678. DOI: [10.1016/j.jisa.2023.103678](https://doi.org/10.1016/j.jisa.2023.103678)
- 12 Pietro D’Agostino, Massimo Violante, Gianpaolo Macario A Scalable Fog Computing Solution for Industrial Predictive Maintenance and Customization // Electronics. – 2025. – Vol.14(1). – P.24. DOI: [10.3390/electronics14010024](https://doi.org/10.3390/electronics14010024)
- 13 Oma R., Nakamura Sh., Duolikun D., Enokido T., Takizawa M. An energy-efficient model for fog computing in the Internet of Things (IoT) // Internet of Things. – 2018. – Vol.1-2. – P.14-26.

- 14 Kopras, B.; Idzikowski, F.; Bogucka, H. A Survey on Reduction of Energy Consumption in Fog Networks—Communications and Computations. // *Sensors*. – 2024. – Vol.24. – P.6064. DOI: 10.3390/s24186064
- 15 Yang Y., Huang J., Zhang T., Weinman J. Fog and Fogonomics: Challenges and Practices of Fog Computing. – Wiley: Hoboken, NJ, USA, 2020.
- 16 <https://eclipseide.org/> The Eclipse Foundation
- 17 Хайрошева К.Б. Повышение степени оптимальности развертываемых систем с использованием туманных технологий // International scientific conference of students and young scientists "Farabi's World" - April 4-6. 2024.
- 18 Guan Ti, Geng Yujie, Ma Qiang, Liu Yong, and Lin Lin Communication Network Discovery through Correlation Matrix // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol.1345. – Art.No 022070. DOI: 10.1088/1742-6596/1345/2/022070.
- 19 <https://www.scribbr.com/statistics/pearson-correlation-coefficient/> Pearson Correlation Coefficient (r) | Guide & Examples.

## References

- 1 L. Jiao, R. Friedman, X. Fu, S. Secci, Z. Smoreda, and H. Tschofenig, Future Network Mobile Summit, 1–11 (2013).
- 2 Stojmenovic, Telecommunication Networks and Applications Conference (ATNAC), 2014 Australasian, 117–122 (2014) doi:10.1109/ATNAC.2014.7020884.
- 3 S. Yangui, P. Ravindran, O. Bibani, R. H. Glitho, N. B. HadjAlouane, M. J. Morrow, and P. A. Polakos, IEEE Int. Symp. on Local and Metropolitan Area Networks (LANMAN), 1–7 (2016). doi:10.1109/LANMAN.2016.7548853.
- 4 X. Zhu, D. S. Chan, H. Hu, M. S. Prabhu, E. Ganesan, and F. Bonomi, Intel Technol. J. 19, 202–224 (2015).
- 5 S. Yangui and S. Tata, Concurrency Comput. Pract. Exp. 27, 3943–3960 (2015). doi:10.1002/cpe.3367.
- 6 F. Bonomi, R. Milito, J. Zhu, and S. Addepalli, Proc. 1st MCC Workshop on Mobile Cloud Computing, 13–16 (2012) doi:10.1145/2342509.2342513.
- 7 OpenFog Consortium, OpenFog Reference Architecture for Fog Computing, Technical Report, 2017.
- 8 P. Kendrick, T. Baker, Z. Maamar, A. Hussain, R. Buyya, and D. Al-Jumeily, IEEE Trans. Sustain. Comput. 6, 358–369 (2021). doi:10.1109/TSUSC.2018.2881416.
- 9 N. Kaur, Comput. Sci. Rev. 54, 100688 (2024), doi:10.1016/j.cosrev.2024.100688.
- 10 N. Alsaheed, F. Nadeem, and F. Albalwy, Future Gener. Comput. Syst. 151, 162–181 (2024). doi:10.1016/j.future.2023.09.032.
- 11 L. Zhou, A. Diro, A. Saini, S. Kaisar, and P. C. Hiep, J. Inf. Secur. Appl. 80, 103678 (2024). doi:10.1016/j.jisa.2023.103678.
- 12 D. D’Agostino, M. Violante, and G. Macario, Electronics 14, 24 (2025). doi:10.3390/electronics14010024.
- 13 R. Oma, Sh. Nakamura, D. Duolikun, T. Enokido, and M. Takizawa, Internet Things 1–2, 14–26 (2018).
- 14 B. Kopras, F. Idzikowski, and H. Bogucka, Sensors 24, 6064 (2024), doi:10.3390/s24186064.
- 15 Y. Yang, J. Huang, T. Zhang, and J. Weinman, Fog and Fogonomics: Challenges and Practices of Fog Computing, Wiley: Hoboken, NJ, USA, 2020.
- 16 <https://eclipseide.org/> (accessed February 16, 2025).
- 17 K.B. Khairosheva, Int. Sci. Conf. Students and Young Scientists “Farabi's World”, April 4–6 (2024). (in Russ.)
- 18 T. Guan, Y. Geng, Q. Ma, Y. Liu, and L. Lin, J. Phys. Conf. Ser. 1345, 022070 (2019). doi:10.1088/1742-6596/1345/2/022070.
- 19 <https://www.scribbr.com/statistics/pearson-correlation-coefficient/> (accessed February 16, 2025).

### Article history:

Received 15 February 2025

Accepted 11 March 2025

### Мақала тарихы:

Түсті – 15.02.2025

Қабылданды – 11.03.2025

### Information about author:

**Kymbat Khairosheva** – Lecture, Astana IT University, Astana, Kazakhstan; e-mail: khairosheva.k@gmail.com

**Lana Sapina** – student, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: sapination01@gmail.com

**Akmaral Imanbayeva** (corresponding author) – PhD (Phys.), Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: akmaral@physics.kz

### Авторлар туралы мәлімет:

**Қымбат Хайрошева** – лектор, Astana IT University, Астана қ., Қазақстан; e-mail: khairosheva.k@gmail.com

**Лана Сапина** – магистрант, Эль-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: sapination01@gmail.com

**Ақмарал Иманбаева** (автор-корреспондент) – ф.м.ғ.к., Эль-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: [akmaral@physics.kz](mailto:akmaral@physics.kz)

6-бөлім

**ЖОҒАРЫ МЕКТЕПТЕ**  
**ФИЗИКА ПӘНІН ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ**

---

Section 6

**METHODS OF TEACHING**  
**HIGH SCHOOL PHYSICS NONLINEAR PHYSICS**

---

Раздел 6

**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ**  
**ФИЗИКИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ**

FTAMP 29.01.45; 29.01.29; 29.03.77

<https://doi.org/10.26577/RCPH202592114>

Ж.К. Сыдыкова<sup>1</sup> , Б. Ерженбек<sup>1</sup> , Б.С. Желдыбаева<sup>2</sup> , Ж.М. Битибаева<sup>1</sup> ,  
Ш.Ж. Сырбаева<sup>3</sup> , Е. Хуанбай<sup>4</sup> , М.К. Жукенов<sup>4</sup> , Б.А. Мукушев<sup>4\*</sup> 

<sup>1</sup>Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы қ., Қазақстан

<sup>2</sup>Семей қаласындағы Шәкәрім атындағы мемлекеттік университет, Семей қ., Қазақстан

<sup>3</sup>Х.Досмұхамедов атындағы Атырау мемлекеттік университеті, Атырау қ., Қазақстан

<sup>4</sup>С.Сейфуллин атындағы Қазақ агротехникалық зерттеу университеті, Астана қ., Қазақстан

\*e-mail: [mba-55@mail.ru](mailto:mba-55@mail.ru)

## ЖЕР ҚЫРТЫСЫНЫҢ ГРАВИТАЦИЯСЫ ЖӘНЕ ОНЫҢ СИПАТТАМАЛАРЫ

Қазіргі уақытта Жер және Күн жүйесінің гравитациялық өрісінің параметрлері жан-жақты зерттелген. Жердің ішкі қыртысының гравитациясының физикалық заңдылықтары жүздеген жылдар бойы зерттеліп келсе де әлі де толық шешімін тапқан жоқ. Мақалада Жердің бетінен оның центріне дейінгі қыртыстардың кейбір физикалық сипаттамалары қарастырылған. Соңғы уақыттағы жасалған геофизикалық зерттеулердің нәтижелеріне сүйене отырып Жердің тереңдігіне байланысты гравитациялық өрістің кейбір параметрлерінің (кернеулік (ауырлық күшінің үдеуі), Жер қыртысының тығыздығы және қысымы) жуықтап алынған мәндерін анықтауға арналған көптеген эксперименттік мәліметтер негізінде кесте жасалды.

Жер қыртысының тереңдікке байланысты оның тығыздығының, қысымының және ауырлық күші үдеуінің теориялық модельдері жасалды. Теориялық модельдер сызықтық регрессия атты математикалық әдіс көмегімен құрылды. Осы модельдерді сипаттайтын теңдеулерді эксперименттік түрде табылған кестедегі мәндермен салыстыру амалдары жасалды. Салыстыру амалдарының ғылыми нәтижелері талданды және Жердің ішкі жағының тереңдігіне байланысты гравитациялық өрісті сипаттайтын параметрлердің тереңдікке байланысты өзгеру динамикасы бойынша қорытынды жасалды.

Жер қыртысының гравитациясының сипаттамаларының математикалық моделдерінің шешімдерін табуда Mathcad 15 қолданбалы бағдарламалар пакеті қолданылды. Mathcad 15 пакеті көмегімен Жердің тығыздығының, қысымының және ауырлық күші үдеуінің тереңдікке тәуелділігін сипаттайтын теориялық және эксперименттік графиктері құрылды.

**Түйін сөздер:** гравитациялық өріс, Жердің ішкі гравитациясы, өріс кернеулігі, Жер қыртыстарының тығыздығы және қысым, сызықтық регрессия амалы, Mathcad 15 пакеті, теориялық модельдер.

J.K. Sydykova<sup>1</sup>, B. Erzhenbek<sup>1</sup>, B.S. Zheldybaeva<sup>2</sup>, J.M. Bitibaeva<sup>1</sup>,  
Sh.J. Syrbaeva<sup>3</sup>, E. Huangbai<sup>4</sup>, M.K. Zhukenov<sup>4</sup>, B.A. Mukushev<sup>4\*</sup>

<sup>1</sup>Abai Kazakh National pedagogical university, Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>State University named after Shakarima, Semey, Kazakhstan

<sup>3</sup>Dosmukhamedov Atyrau state university, Atyrau, Kazakhstan

<sup>4</sup>S. Seifullin Kazakh agrotechnical university, Astana, Kazakhstan

\*e-mail: [mba-55@mail.ru](mailto:mba-55@mail.ru)

## Gravity inside the Earth and its characteristics

At present, the parameters of the gravitational field of the Earth and the Solar System have been studied comprehensively. The physical regularities of gravitation of the Earth's inner crust have not yet found a complete solution, although they have been studied for hundreds of years. This article investigates some physical characteristics of the interior of the Earth from the surface to the center. Based on the results of recent geophysical studies, a table has been compiled on the basis of experimental data to determine approximate values of some parameters of the gravitational field (gravity field strength (free fall acceleration), density of the Earth's crust and its pressure) depending on the depth of the Earth.

Theoretical models of density, pressure and acceleration of the Earth's crust gravity depending on its depth were developed. The theoretical models were built using a mathematical method - the linear regression method. Comparisons were made between the equations describing these models and experimental data. These scientific results were analyzed and conclusions were drawn on the dynamics of change of parameters depending on depth, characterizing the gravitational field inside the Earth.

The Mathcad 15 application software package was used in the search for solutions to mathematical models of the gravity characteristics of the Earth's crust. Theoretical and experimental graphs describing the dependence of the Earth density, pressure and acceleration of gravity on depth were created with the help of Mathcad 15 package.

**Keywords:** gravitational field, internal gravity of the Earth, field strength, density and pressure of the Earth's crust, linear regression operation, Mathcad 15 package, theoretical models.

Ж.К. Сыдыкова<sup>1</sup>, Б. Ерженбек<sup>1</sup>, Б.С. Желдыбаева<sup>2</sup>, Ж.М. Битибаева<sup>1</sup>,

Ш.Ж. Сырбаева<sup>3</sup>, Е. Хуанбай<sup>4</sup>, М.К. Жукенов<sup>4</sup>, Б.А. Мукушев<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Государственный университет им. Шакарима, г. Семей, Казахстан

<sup>3</sup>Атырауский государственный университет им.Х.Досмухамедова, г. Атырау, Казахстан

<sup>4</sup>Казахский агротехнический университет им. С.Сейфуллина, г. Астана, Казахстан

\*e-mail: [mba-55@mail.ru](mailto:mba-55@mail.ru)

## Гравитация внутри Земли и ее характеристики

В настоящее время комплексно изучены параметры гравитационного поля Земли и Солнечной системы. Физические закономерности гравитации внутренней коры Земли еще не нашли полного решения, хотя изучались сотни лет. В статье рассматриваются некоторые физические характеристики внутренней части Земли от поверхности до центра. На основании результатов проведенных в последнее время геофизических исследований была составлена таблица на основе экспериментальных данных для определения приближенных значений некоторых параметров гравитационного поля (напряженность (ускорение свободного падения), плотность земной коры и ее давление) в зависимости от глубины Земли.

Разработаны теоретические модели плотности, давления и ускорения силы тяжести земной коры в зависимости от ее глубины. Теоретические модели строились с помощью математического метода - метода линейной регрессии. Были проведены сравнения уравнений, описывающих эти модели, с данными экспериментов. Были проанализированы эти научные результаты и сделаны выводы по динамике изменения параметров в зависимости от глубины, характеризующих гравитационное поле внутри Земли.

В поиске решений математических моделей характеристик гравитации земной коры использовался пакет прикладных программ Mathcad 15. С помощью пакета Mathcad 15 были созданы теоретические и экспериментальные графики, описывающие зависимость плотности Земли, давления и ускорения гравитации от глубины.

**Ключевые слова:** гравитационное поле, внутренняя гравитация Земли, напряженность поля, плотность и давление земной коры, операция линейной регрессии, пакет Mathcad 15, теоретические модели.

## Кіріспе

Гравитациялық өріс теориясының негізін Ньютонның бүкіл әлемдік тартылыс заңы құрайды. Бұл заң бойынша екі материалдық нүкте осы нүктелерді байланыстыратын түзу сызық бойымен бағытталған күшпен өзара тартылады. Бұл күштің шамасы әр материалдық нүктенің массаларының көбейтіндісіне тура пропорционал

және олардың арасындағы қашықтықтың квадратына кері пропорционал болады. Векторлық түрде бұл заң былай жазылады:

$$\vec{F}_{12} = -G \frac{m_1 m_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12}. \quad (1)$$

Мұндағы  $\vec{r}_{12}$  –  $m_1$  массадан  $m_2$  массаға қарай бағытталған радиус-вектор,  $\vec{F}_{12}$  –  $m_2$  массаның

$m_1$  массаға тартылыс күші, сонымен қатар  $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ .  $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2}$  - гравитациялық тұрақты. Бұл формула массаның таралуы сфералық симметриялы болатын денелердің ауырлық күшін есептеуге, немесе біртекті шарлар үшін жарамды болады.

Берілген нүктедегі гравитациялық өрістің кернеулігі өрістің берілген нүктесіне орналастырылған бірлік массаға әсер ететін күшке тең векторлық шама болады. Массаның таралуы сфералық симметриялы болатын дененің немесе материалдық нүктенің немесе дененің тартылыс өрісі үшін ( $r_{21}$  осы сфераның радиусынан үлкен немесе оған тең болғанда) гравитация кернеулігі былай жазылды:

$$\vec{g} = \frac{\vec{F}_{21}}{m_2} = -G \frac{m_1}{r_{21}^3} \vec{r}_{21}. \quad (2)$$

Гравитация кернеулігі әрқашан осы өрісті тудыратын денеге бағытталған. Жер жағдайында гравитациялық өрістің кернеулігі еркін түсу үдеуін сипаттайды. Жерді массаның сфералық симметриялы таралуы орындалатын шар ретінде қабылдай отырып, біз (2) теңдеуден Жердің центрінен кез-келген қашықтықтағы еркін түсу үдеуінің (немесе ауырлық күшінің үдеуінің) модулінің жалпы формуласын аламыз:

$$g(r) = G \frac{M}{r^2}, \quad (3)$$

мұндағы  $r \geq R$ .  $R$  – Жер радиусы.

Жер бетіндегі еркін түсу үдеуі  $g_R = G \frac{M}{R^2}$ . Егер гравитациялық өріс бірнеше массамен жасалса, онда мұндай гравитация өрісінің кернеулігі суперпозиция принципіне сәйкес жеке массалар тудыратын  $\vec{g}_i$  өрістерінің кернеулерінің векторлық қосындысына тең болады:

$$\vec{g} = \vec{g}_1 + \vec{g}_2 + \dots + \vec{g}_n = \sum_{i=1}^n \vec{g}_i$$

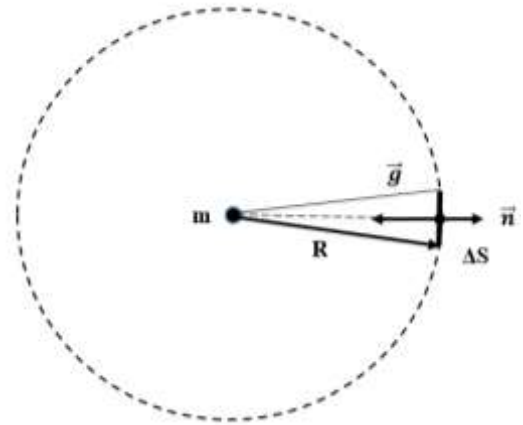
$m$  нүктелік массаның гравитациялық өрісін қарастырамыз (1-сурет). Біз  $m$  орналасқан нүктені  $R$  радиусымен сипатталатын сферамен қоршап, осы сфераның беті арқылы өтетін кернеу ағынын есептейміз.

Біз алдымен сфераны жазық деп санауға болатын шағын бөліктерге бөлеміз де әр бөлік ( $\Delta S$ ), арқылы өтетін кернеулік ағындын

есептейміз. Содан кейін осы ағындардың қосындысын табамыз. Бөліктердің әрқайсысына келетін  $\vec{n}$  перпендикуляр сфера ішінен сыртқа бағытталған деп есептейік. Бұл бірлік вектор бетке түсірілген сыртқы нормаль деп аталады. Сфера бетіндегі  $m$  нүктелік масса өрісінің кернеулігі тұрақты ( $g = Gm/R^2$ ) және сыртқы нормальға қарама-қарсы бағытта бағытталған. Сфера беті арқылы кернеу векторының ағыны

$$\Phi = -4\pi R^2 g = -4\pi Gm.$$

Кернеу векторының ағыны сфераның радиусына тәуелді емес. Ағынның шамасы оның ішінде  $m$  масса орналасқан беттің пішініне де тәуелді емес екендігі дәлелденді.



**1-сурет.** Нүктелік дененің гравитациялық өрісі

Біз алдымен сфераны жазық деп санауға болатын шағын бөліктерге бөлеміз де әр бөлік ( $\Delta S$ ), арқылы өтетін кернеулік ағындын есептейміз. Содан кейін осы ағындардың қосындысын табамыз. Бөліктердің әрқайсысына келетін  $\vec{n}$  перпендикуляр сфера ішінен сыртқа бағытталған деп есептейік. Бұл бірлік вектор бетке түсірілген сыртқы нормаль деп аталады. Сфера бетіндегі  $m$  нүктелік масса өрісінің кернеулігі тұрақты ( $g = Gm/R^2$ ) және сыртқы нормальға қарама-қарсы бағытта бағытталған. Сфера беті арқылы кернеу векторының ағыны

$$\Phi = -4\pi R^2 g = -4\pi Gm.$$

Кернеу векторының ағыны сфераның радиусына тәуелді емес. Ағынның шамасы оның ішінде  $m$  масса орналасқан беттің пішініне де тәуелді емес екендігі дәлелденді.



Егер біз кез-келген түрдегі жабық беттің ішіне  $m_1, m_2, \dots, m_k$  нүктелік массаларды орналастырсақ, онда суперпозиция принципіне сәйкес осы бет арқылы кернеудің толық ағыны келесі түрде сипатталады:

$$\Phi = -4\pi G \sum_{i=1}^k m_i$$

Бұл теңдеу Гаусс заңы деп аталады.

Егер Жерді массасы сфералық симметриялы таралған бар шар деп санасақ, біздің планетамыздың гравитациялық өрісінің потенциалы мына түрде болады:

$$V(r) = G \frac{M}{r}.$$

Мұндағы  $r \geq R$ .  $R$  – Жердің радиусы. Гравитациялық потенциал скалярлық шама. Суперпозиция принципіне сәйкес берілген нүктедегі гравитациялық потенциал барлық  $n$  материалдық нүктелердің гравитациялық потенциалдарының алгебралық қосындысына тең:

$$V = G \left( \frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \dots + \frac{m_n}{r_n} \right) = G \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{r_i} \quad (5)$$

## Нәтижелер және талдау

**1 Жердің ішкі қыртысының гравитациясын сипаттайтын эксперименттік мәліметтер.** Жердің, Күннің және Күн жүйесінің кеңістігіндегі басқа планеталардың гравитациялық өрісінің физикалық параметрлері теориялық және эксперименттік физика тұрғысынан жақсы зерттелген [1-2]. Алайда, Жердің ішкі қыртысының гравитациясына қатысты ғылыми деректер өте аз.

Жердің ішкі физикалық сипаттамалары 300 жылдан астам уақыт бойы зерттеліп келеді. Эксперименттік геофизикалық зерттеулер негізінде Жердің тереңдігіне байланысты гравитациялық өрістің кернеулігінің (ауырлық күшінің үдеуі) Жер қыртысының тығыздығының және қысымының жуықтап алынған мәндерін анықтауға арналған көптеген модельдер жасалды [3-4]. Осы зерттеулердің эксперименттік деректерін салыстыра отырып, біз Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты тығыздықтың, қысымның және ауырлық күші үдеуінің жуық мәндерін көрсететін кесте құрдық.

**1-кесте – Жер қыртысының физикалық сипаттамалары**

|                             |      |      |       |       |            |       |       |       |
|-----------------------------|------|------|-------|-------|------------|-------|-------|-------|
| Жер центрінен қашықтық (км) | 6371 | 6171 | 5324  | 4311  | 3451       | 2416  | 1380  | 0     |
| Қысым (ГПа)                 | 0    | 6,50 | 39,90 | 88,90 | 138,6      | 244,5 | 323,9 | 365,7 |
| Тығыздық (кг/м³)            | 3100 | 3460 | 4580  | 5120  | 5560-10080 | 11460 | 12280 | 12800 |
| Ауырлық күші үдеуі (м/с²)   | 9,81 | 9,91 | 9,86  | 9,90  | 10,20      | 7,79  | 5,90  | 0     |

**2 Жердің ішкі қыртысындағы гравитациялық өрістің сипаттамаларын талдауға арналған мысалдар.**

**Мысал 1.** Беттік тығыздығы тұрақты біртекті жұқа сфералық қабат тудыратын сфераның ішіндегі гравитациялық өрістің жоқ екенін дәлелдеу керек.

**Талдау.** Шардың қалыңдығы аз болатын қабатын қарастырамыз. Сфераның ішіндегі кез-келген нүктеге көлемі өте аз болатын  $M$  сынақ массасын ораластырамыз (2-сурет).

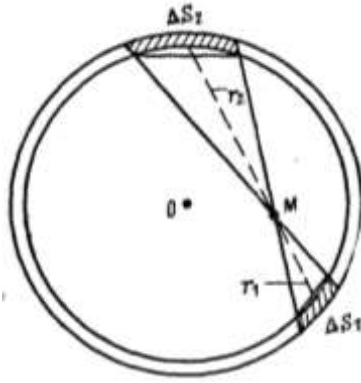
Біз қарастырып отырған қабат бетіндегі  $\Delta S_1$  ауданшаны бөліп алып, төбесі  $M$  және абаны  $\Delta S_1$  болатын конус құрамыз және конустың бүйір бетін қабатпен жаңа қиылысқа дейін

жалғастырамыз. Бұл конусты бүйір беті қабаттан  $\Delta S_2$  ауданшаны қиып өтеді.  $\Delta S_1$  ауданшаны өте аз шамада алу керек. Сонда  $\Delta S_1$  және  $\Delta S_2$  ауданшалардың массалары  $M$  сынақ массасына қатысты нүктелік массалар деп санауға болады.  $M$  сынақ массасы осы ауданшалармен мынандай үштермен әсерлеседі:

$$F_1 = G \frac{M \Delta m_1}{r_1^2}, \quad F_2 = G \frac{M \Delta m_2}{r_2^2}. \quad (4)$$

Бұл күштер қарама-қарсы бағытта бағытталған. (1) формулалар бойынша  $\Delta m_1$  и  $\Delta m_2$  -  $\Delta S_1$  и  $\Delta S_2$  ауданшалардың массалары;  $r_1$  және  $r_2$  – бұл денелерге дейінгі  $M$  сынақ массасының ара қашықтығы.  $\Delta S_1$  және  $\Delta S_2$  ауданшалар шағын

шамалар болғандықтан, оларды жазық деп санауға болады. Сфераның ішінде екі конус салынған. Бұл конустар бір-біріне ұқсас. Демек,  $\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = \frac{\Delta m_1}{\Delta m_2}$ . Соңғы өрнекті (4) формулаға қоя отырып, біз  $F_1 = F_2$ , яғни М-дің массалармен әрекеттесуінің тең әсерлі күші нөлге тең.



**2-сурет.** Қалыңдығы аз болатын сфералық қабаттың гравитациялық өрісіндегі сынақ массасы

Бүкіл шар қабатын осындай қасиетке ие болатын элементтердің жұптарына бөлуге

$$\Delta F_x = \frac{G \cdot \frac{4}{3} \pi x^3 \rho \cdot \Delta x \cdot \Delta S \cdot \rho}{x^2} = \frac{4}{3} G \pi \rho^2 x \Delta x \Delta S.$$

Бұл қабаттың астындағы қабаттарға тигізетін қысымы келесі теңдеумен анықталады:

$$\Delta p_x = \frac{\Delta F_x}{\Delta S} = \frac{4}{3} G \pi \rho^2 x \Delta x.$$

Жер шары жұқа концентрлі қабаттардан тұрады деп санаймыз. Содан кейін орталықтан бірдей қашықтықтағы қысымын  $p(x)$  барлық қабаттардың қысымының қосындысы ретінде көрсетуге болады:

$$p(x) = \frac{4}{3} G \pi \rho^2 \lim_{\Delta x_i \rightarrow 0} \sum_i x_i \Delta x_i,$$

мұндағы  $i$  – қабат реті және  $r \leq x_i \leq R$  аралығындағы қабат үшін қысымдардың қосындысын табамыз:

$$p(x) = \frac{4}{3} G \pi \rho^2 \int_r^R x dx = \frac{2}{3} G \pi \rho^2 (R^2 - r^2),$$

болатындықтан, М мен қабаттың әрекеттесуінің тең әсерлі күші нөлге тең болады және қабат ішіндегі М нүктесінің орналасуына тәуелді болмайды. Демек, қабат ішіндегі өріс жоқ.

**Мысал 2.** а) Жерді тығыздығы  $\rho=5500$  кг/м<sup>3</sup> болатын біртекті сұйық шар деп санай отырып (теориялық модель), Жердің центрінен қысымды анықтау керек. Жердің айналуы ескерілмейді.

б) Жоғарыдағы теориялық модель арқылы Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жер қыртысындағы қысымның өзгеру графигін салу. Кестеде келтірілген әр түрлі тереңдіктегі Жер қысымы туралы эксперименттік мәліметтер негізінде центрге дейінгі қашықтыққа байланысты Жер қыртысындағы қысымның өзгеруінің нақты графигін салыңыз.

**Талдау.** а) Тығыздығы біркелкі жұқа сфералық қабат тудыратын сфераның ішіндегі гравитациялық өрістің жоқ екені белгілі (1-мысал). Егер  $\Delta x$ -қабаттың қалыңдығы болса, онда біз  $\Delta x \ll x$  деп септейміз. Мұндай жағдайда қабат ішіндегі тартылыс өрісін тұрақты деп санауға болады. Бұл қабаттың  $\Delta S$  шағын ауданшасына центрге бағытталған тартылыс күші әсер етеді:

$$p(0) = \frac{2}{3} G \pi \rho^2 R^2 \approx 1,7 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2 = 170 \text{ ГПа},$$

б) Mathcad 15 қолданбалы бағдарламалар пакеті арқылы Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жер ішіндегі қысымның өзгеруінің теориялық және эксперименттік графиктерін құрамыз (Листинг 1). Mathcad ортасында бағдарлама жасалды және оны жасауда сызықтық регрессия амалы қолданылды [6-10].

Теориялық график (қызыл қисық) және эксперименттік деректерді талдау арқылы алынған график (көк квадраттар) 3-суретте келтірілген. Жердің центрінен қысымның эксперименттік мәні 365,7 ГПа құрайды. Жер бетіне жақын аймақта, теория мен эксперимент сәйкес келеді. Бірақ үлкен тереңдікте тығыздықтың тез өсуіне байланысты қысым Жердің теориялық моделіне қарағанда тез артады.

$$\rho := 5500 \quad R := 6400 \cdot 10^3 \quad G := 6.67 \cdot 10^{-11}$$

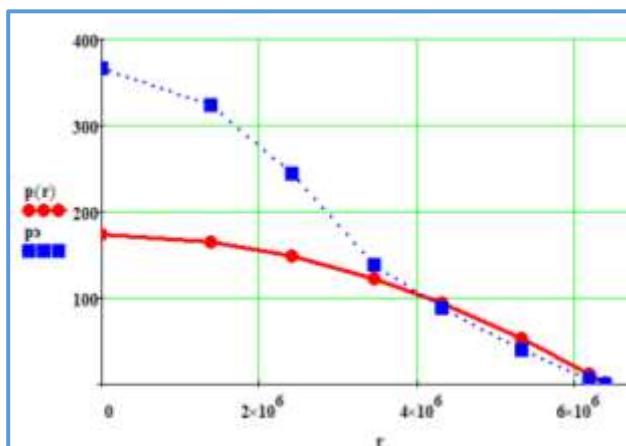
$$\rho(r) := \left[ \left( \frac{2}{3} \right) \cdot G \cdot \pi \cdot \rho^2 (R^2 - r^2) \right] \cdot 10^{-9}$$

$$r := (0 \ 1380 \ 2416 \ 3451 \ 4311 \ 5324 \ 6171 \ 6371)^T \cdot 10^3$$

$$\rho_r := (365.7 \ 323.9 \ 244.5 \ 138.6 \ 88.9 \ 39.9 \ 6.5 \ 0)^T$$

$$k := 3 \quad s := \text{regress}(r, \rho_r, k)$$

Листинг 1



**3-сурет.** Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жер ішіндегі қысымның өзгеруінің теориялық және эксперименттік графиктері.

**Мысал 3.** Кестеде келтірілген әр түрлі тереңдіктегі Жердің тығыздығы туралы эксперименттік мәліметтерді пайдалана отырып Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жердің тығыздығының өзгеруінің теориялық және эксперименттік графиктерін салу керек.

**Талдау.** Кестеде келтірілген эксперименттік тығыздық деректеріне талдай отырып отырып, Жердің тығыздығы тұрақты шама емес, ол тереңдікке байланысты артады деген қорытынды жасалады. Осы факторға сүйене отырып, біз Жердің тығыздығының өзгеруінің сызықтық теңдеуін жазамыз. Жердің центрінен  $r$  қашықтыққа тәуелді тығыздық сызықтық заңға сәйкес өзгереді деп санайық:  $\rho(r) = \rho_0 - \alpha r$ , мұндағы  $\rho_0 = 12800 \text{ кг/м}^3$  — Жердің центріндегі тығыздық.  $\rho(R) = \rho = 3100 \text{ кг/м}^3$ ,  $\alpha > 0$  — тұрақты шама. Есептеулер мына мәнді береді:  $\alpha = \frac{\rho_0 - \rho}{R} \approx 1,52 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^4$ .

Жердің тығыздығының оның центріне дейінгі қашықтыққа байланысты сызықтық тәуелділігінің графикін (қызыл сызық) және кестеде көрсетілген әр түрлі тереңдіктегі жердің тығыздығы туралы эксперименттік мәліметтердің графикін салайық (көк квадраттар) (Листинг 2 және 4-сурет).

$$\rho_0 := 12800 \quad \rho_R := 3100 \quad R := 6371 \cdot 10^3 \quad \alpha := \frac{\rho_0 - \rho_R}{R}$$

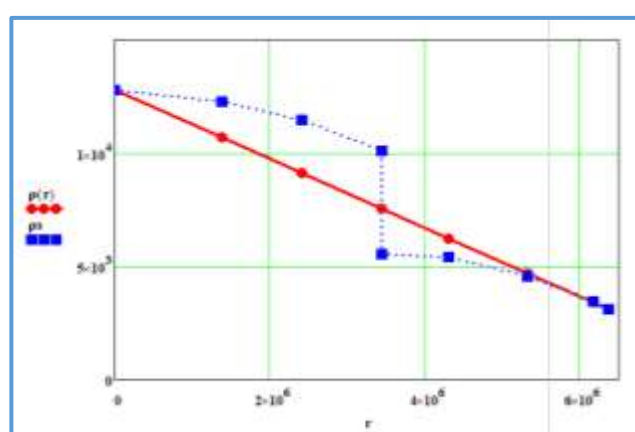
$$\rho(r) := \rho_0 - \alpha r$$

$$r := (0 \ 1380 \ 2416 \ 3451 \ 4311 \ 5324 \ 6171 \ 6371)^T \cdot 10^3$$

$$\rho_r := (12800 \ 12280 \ 11460 \ 10080 \ 5560 \ 5420 \ 4580 \ 3100)^T$$

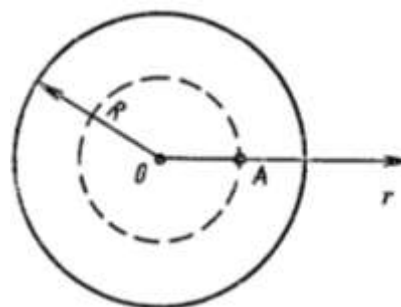
$$k := 3 \quad s := \text{regress}(r, \rho_r, k)$$

Листинг 2



**4-сурет.** Жер қыртысындағы теориялық және эксперименттік тығыздықтардың Жер центріне дейінгі қашықтыққа байланысты графиктері

**Мысал 4.** Планетаның центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жердің тартылыс өрісіндегі  $g(r)$  ауырлық күшінің үдеу шамаларының (немесе гравитациялық өрістің кернеулігінің) тәуелділік графикін салу керек. Жердің тығыздығы тұрақты шама болып саналады.



**5-сурет.** Бірлік сынақ массасы мен радиусы  $R$  болатын шар арасындағы өзара әрекеттесу

**Талдау.** Біз жоғарыда атап өткеніміздей, біртекті шар сыртқы аймақтарда оның бүкіл массасы центріде шоғырланған сияқты тартылыс өрісін жасайды. Демек, планетадан тыс ауырлық күші үдеуі (3) формулада көрсетілген заң

бойынша өзгереді. Бірлік сынақ массасын шар центрінен  $r$  қашықтықтағы  $A$  нүктесіне орналастырамыз,  $r < R$  (сурет.5) Бірінші мысалда атап өткендей, бұл массаның сфералық кабатпен әрекеттесу күші нөлге тең. Демек, сынақ массасы массасы  $m(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho = Mr^3/R^3$  болатын ішкі шармен ғана әрекеттеседі, мұндағы  $\rho$  – тығыздық,  $M$  – шар массасы,  $R$  – Жердің радиусы.  $A$  нүктесіндегі үдеу:

$$g(r) = G \frac{m(r)}{r^2} = G \frac{Mr}{R^3} = g_R \frac{r}{R}, \quad (5)$$

мұндағы  $r \leq R$  және  $g_R = G \frac{M}{R^2} \approx 9,81 \text{ м/с}^2$ .

Осылайша, Жер қыртысындағы үдеу планетаның центрінен есептелетін қашықтыққа тура пропорционалды түрде өзгереді.  $g_R$  шамасы - Жер бетіндегі ауырлық күшінің үдеуі.

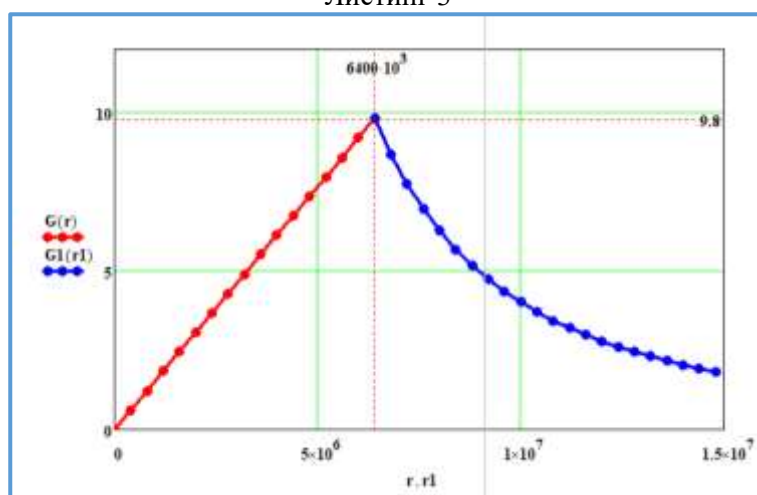
Ал Жерден тыс аймақта

$$g(r) = G \frac{m(R)}{r^2} = g_R \frac{R^2}{r^2}, \quad r \geq R. \quad (6)$$

(5) және (6) теңдеулердің графиктері 6 - суретте берілген (Листинг 3).

|                                                 |                                                                 |                                            |                                                |
|-------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| $g := 9.81$                                     | $R := 6400 \cdot 10^3$                                          | $G(r) := g \cdot \left(\frac{r}{R}\right)$ | $r := 0, 400 \cdot 10^3 \dots 6400 \cdot 10^3$ |
| $G1(r1) := g \cdot \left(\frac{R}{r1}\right)^2$ | $r1 := 6400 \cdot 10^3, 6800 \cdot 10^3 \dots 15000 \cdot 10^3$ |                                            |                                                |

Листинг 3



**6-сурет.** Жердің қыртысындағы (қызыл сызық) және сыртқы аймақтардағы ауырлық күші үдеуінің графиктері (көк қисық)

Планетаның тығыздығы тұрақты деп есептелетін жағдайларда Жер қыртысындағы ауырлық күшінің үдеуін анықтайтын формуланы (5) Жер қыртысындағы гравитациялық өріс кернеулігінің бірінші теориялық моделі деп атауға болады. Эксперименттік мәліметтерге сүйене отырып (Кесте) біз 4 - мысалда қарастырылған теориялық модельдің толық орындалмайтыныны біле аламыз.

Жердің тығыздығы тұрақты шама емес, ол тереңдікке байланысты артады. Бұл фактор бұл келесі теориялық модельде ескерілді.

**Мысал 5.** Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жердің тығыздығын

сызықты түрде өседі деген теориялық тұжырым жасай отырып, Жердің ішіндегі гравитациялық өрістің кернеулігінің теориялық моделін құру қажет (екінші теориялық модель).

**Талдау.** Физикалық бағалау амалын жасау үшін тығыздықтың өзгеруінің қарапайым сызықтық заңын таңдаймыз. 3-мысалда келтірілген Жердің тығыздығының центрден қашықтыққа тәуелді сызықтық теңдеуін қолданамыз.

Жердің қыртысындағы радиусы  $r$  болатын шардың массасын есептеміз. Бұл шардың центрі Жердің центріне сәйкес келеді.  $r < R$ :

$$m(r) = \int \rho(r) dV = \int (\rho_0 - \alpha r) \cdot 4\pi r^2 dr = 4\pi r^3 \left( \frac{\rho_0}{3} - \frac{\alpha}{4} r \right) + C,$$

$$m(0) = 0 = C. \quad g(r) = G \frac{m(r)}{r^2} = \frac{4\pi G}{3} (\rho_0 r - \frac{3\alpha r^2}{4}).$$

$$g_R = G \frac{M}{R^2} = \frac{4\pi G R \rho_{cp}}{3} \quad \text{болғандықтан} \quad \text{төмендегі} \quad \text{теңдеуді} \quad \text{табамыз:}$$

$$g(r) = g_R \left( \frac{\rho_0}{\rho_{cp}} \cdot \frac{r}{R} - \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_{cp}} \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right) \quad (7)$$

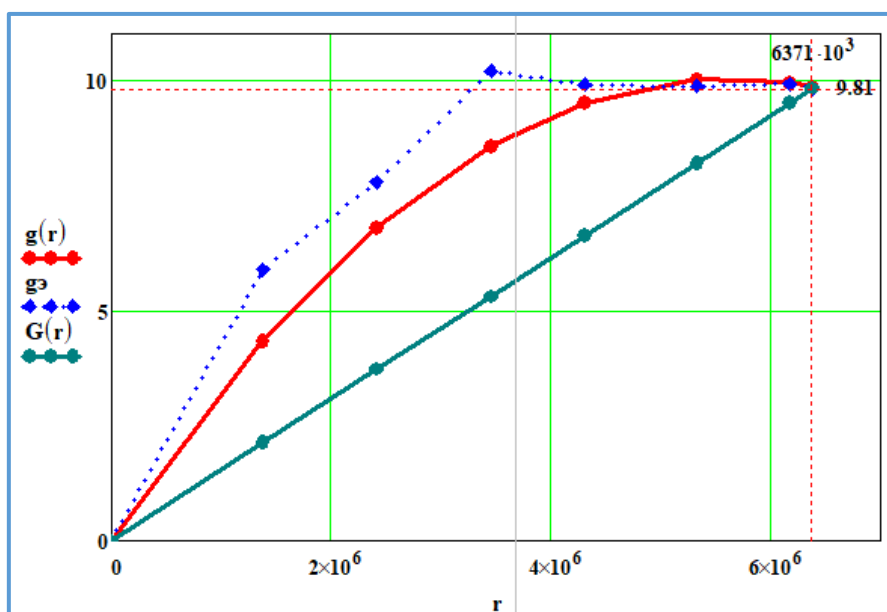
(7)-формула - бұл Жердің ішіндегі гравитациялық өрістің кернеулігінің *екінші теориялық моделі*. Бұл функцияны MathCAD 15 пакеті көмегімен зерттей отырып, бізде келесі графиктерді аламыз (Листинг 4 және 7 суреттер). Жасыл сызық - бірінші теориялық модельдің графигі, қызыл қисық - екінші теориялық модель. Көк квадраттар - Жер қыртысындағы ауырлық күші үдеуінің эксперименттік деректері.

```

rho0 := 12800    rhoR := 3100    g := 9.81    R := 6371 * 10^3    rho := 5500
G(r) := g * (r/R)    g(r) := g * [rho0 * r/R - 3/4 * (rho0 - rhoR) * (r/R)^2]
r := (0 1380 2416 3451 4311 5324 6171 6371)^T * 10^3
g3 := (0 5.90 7.79 10.20 9.90 9.86 9.91 9.81)^T
k := 3    s := regress(r, g3, k)

```

Листинг 4



**7-сурет.** Жер қабатының әртүрлі тереңдігіндегі ауырлық күші үдеуінің мәндерін және Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты осы үдеудің графигін анықтауға арналған эксперимент нәтижелері

Жер қыртысындағы гравитациялық өрістің кернеулігінің екінші теориялық моделінің физикалық сипаттамалары эксперимент нәтижелеріне жақын екенін байқауға болады.

### Қорытынды

Жер қыртысын геофизикалық зерттеуін эксперименттік мәліметтерін теориялық

модельдермен салыстыра отырып төмендегі ғылыми нәтижелерге қол жетті:

- Жерді тығыздығы тұрақты шар ретінде ала отырып оның қыртысындағы қысымның тереңдікке тәуелді теңдеуі құрылды және осы теориялық мәліметтер мен Жер қыртысының қысымының эксперименттік мәндері арасындағы ұқсастықтар мен айырмашылықтар анықталды;

- Кестеде берілген әр түрлі тереңдіктегі Жердің тығыздығы туралы эксперименттік мәліметтерді пайдалана отырып Жердің центріне дейінгі қашықтыққа байланысты Жердің тығыздығының сызықтық функциясының және эксперименттік мәліметтердің тереңдікке тәуелді өзгеруінің графиктері жасалды;

- Жер қыртысының тереңдікке байланысты ауырлық күші үдеуінің теориялық модельдері жасалды. Модельдерді құруда сызықтық регрессия атты математикалық әдіс қолданылды;

- Аталған модельдерді сипаттайтын теңдеулерді эксперименттік түрде табылған

кестедегі мәндермен салыстыру амалдары жасалды және ғылыми нәтижелері талданды;

- Жер қыртысының гравитациясының сипаттамаларының математикалық моделдері Mathcad 15 қолданбалы бағдарламалар пакеті көмегімен жасалды.

### Қаржыландыру

Бұл зерттеуді Қазақстан Республикасы Ғылым және жоғары білім министрлігінің ғылым комитеті қаржыландырды, грант № AP23487389

### Әдебиеттер

- 1 Nastasenکو, V.A. On the Gravitational Waves of the Planets Closest to the Earth and Experimental Possible of Its Measurement // Journal of Applied Mathematics and Physics Vol.9 No.6, June 2021 DOI: 10.4236/jamp.2021.96091 DOI: 10.4236/jamp.2021.96091
- 2 Robert Tenzer and others. Effect of the Earth's inner structure on the gravity in definitions of height systems // Geophysical Journal International, Volume 209, Issue 1, April 2017, Pages 297–316, <https://doi.org/10.1093/gji/ggx024>
- 3 Nastasenکو, V.A. (2018) Possibility of Refining the Gravitational Constant and Solving the Task of Integrating the Gravitational and Electromagnetic Fields. Journal of Astrophysics & Aerospace Technology, 6, Article No. 155. <https://doi.org/10.4172/2329-6542.1000155>
- 4 <https://profoundphysics.com/gravity-underground/>
- 5 Шаров Н.В. Физика Земли Учебное пособие. Изд. КНЦ. РАН. 1997. 71 с. <https://www.geokniga.org/bookfiles/geokniga-fizikazemli1997.pdf>
- 6 Дж. Себер. Линейный регрессионный анализ. — М. : Мир, 1980. — 456 с.
- 7 Щелканов Н.Н. Новый метод нахождения коэффициентов линейной регрессии между двумя физическими величинами // Вестник Томского государственного университета. серия «Управление, вычислительная техника и информатика». - 2010. - № 4(13). -С. 91-96.
- 8 Мукушев Б.А. Изучение физических процессов посредством пакета MathCAD // Учебная физика – 2022. - №2. – с.45-50.
- 9 Мукушев Б.А. Пакет прикладных программ Mathcad // Вестник КазАТУ. – 2022. - №2 (113). Ч.2. – С. 197-202.
- 10 Nelson F. Using mathcad to simplify uncertainty computations in a laboratory course // Computer Applications in Engineering Education. - 2014.- Vol. 23. - № 2. - P. 250-257.

### References

- 1 Nastasenکو, V.A. On the Gravitational Waves of the Planets Closest to the Earth and Experimental Possible of Its Measurement // Journal of Applied Mathematics and Physics Vol.9 No.6, June 2021 DOI: 10.4236/jamp.2021.96091 DOI: 10.4236/jamp.2021.96091
- 2 Robert Tenzer and others. Effect of the Earth's inner structure on the gravity in definitions of height systems // Geophysical Journal International, Volume 209, Issue 1, April 2017, Pages 297–316, <https://doi.org/10.1093/gji/ggx024>
- 3 Nastasenکو, V.A. (2018) Possibility of Refining the Gravitational Constant and Solving the Task of Integrating the Gravitational and Electromagnetic Fields. Journal of Astrophysics & Aerospace Technology, 6, Article No. 155. <https://doi.org/10.4172/2329-6542.1000155>
- 4 <https://profoundphysics.com/gravity-underground/>
- 5 Sharov N.V. Physics of the Earth Textbook. Izd. KSC. RAS. 1997. 71 c..
- 6 J. Seber. Linear regression analysis. - M. : Mir, 1980. - 456 c.
- 7 Shchelkanov N.N. New method of finding linear regression coefficients between two physical quantities // Bulletin of Tomsk State University. series "Management, Computer Science and Informatics". - 2010. - № 4(13). -C. 91-96.
- 8 B.A. Mukushev, Educational physics, 2, 45-50 (2022). (in Russ.)
- 9 B.A. Mukushev, Bulletin of KazATU, No2 (113), Part 2, 197-202 (2022). (in Russ.)
- 10 F. Nelson, Computer Applications in Engineering Education, 23 (2), 250-257 (2014).



**Мақала тарихы:**

Түсті – 28.02.2024

Қабылданды – 17.02.2025

**Article history:**

Received 28 February 2024

Accepted 17 February 2025

**Авторлар туралы мәлімет:**

1. **Жайнагүл Сыдыкова** – пед. ғыл. канд., Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: [zhainagtl\\_sydykova@mail.ru](mailto:zhainagtl_sydykova@mail.ru)

2. **Бұлбұл Ерженбек** – пед. ғыл. канд., Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы қ., Қазақстан.

3. **Балғын Желдыбаева** – пед. ғыл. канд., Семей қаласындағы Шәкәрім атындағы мемлекеттік университет, Семей қ., Қазақстан; e-mail: [balgun@mail.ru](mailto:balgun@mail.ru)

4. **Жазира Битибаева** – пед. ғыл. канд., Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы қ., Қазақстан

5. **Шара Сырбаева** – педагогика ғыл. канд., қауымд.проф., Х.Досмұхамедов атындағы Атырау мемлекеттік университеті, Атырау қ., Қазақстан

6. **Есенболды Хуанбай** – ф.-м.ғ.к., аға оқытушы, С.Сейфуллин атындағы Қазақ агротехникалық зерттеу университеті, Астана қ., Қазақстан.

7. **Марат Жуkenov** – ф.-м.ғ.к., қауымд.проф., С.Сейфуллин атындағы Қазақ агротехникалық зерттеу университеті, Астана қ., Қазақстан; e-mail: [m.zhukenov@kazatu.kz](mailto:m.zhukenov@kazatu.kz)

8. **Базарбек Мукушев** (автор корреспондент) – пед. ғыл. докт., проф., С.Сейфуллин атындағы Қазақ агротехникалық зерттеу университеті, Астана қ., Қазақстан; e-mail: [mba-55@mail.ru](mailto:mba-55@mail.ru)

**Information about authors:**

1. **Jaynagul Sydykova** – Cand. Ped. Sci., Abai Kazakh National pedagogical university, Almaty, Kazakhstan; e-mail: [zhainagtl\\_sydykova@mail.ru](mailto:zhainagtl_sydykova@mail.ru)

2. **Bulbul Erzhenbek** – Cand. Ped. Sci., Abai Kazakh National pedagogical university, Almaty, Kazakhstan.

3. **Balgyn Zheldybaeva** – Cand. Ped. Sci., State University named after Shakarima, Semey, Kazakhstan; e-mail: [balgun@mail.ru](mailto:balgun@mail.ru)

4. **Jazira Bitibaeva** – Cand. Ped. Sci., Abai Kazakh National pedagogical university, Almaty, Kazakhstan

5. **Shara Syrbaeva** – Cand. Ped. Sci., Ass.Prof., Dosmukhamedov Atyrau state university, Atyrau, Kazakhstan

6. **Esenboldy Huangbai** – Cand.Phys. Math Sci, Seifullin Kazakh agrotechnical university, Astana, Kazakhstan.

7. **Marat Zhukenov** – Cand.Phys. Math Sci, Ass.Prof., Seifullin Kazakh agrotechnical university, Astana, Kazakhstan. e-mail: [m.zhukenov@kazatu.kz](mailto:m.zhukenov@kazatu.kz)

8. **Bazarbek Mukushev** (corresponding author) – Dr. Ped. Sci., Prof., Seifullin Kazakh agrotechnical university, Astana, Kazakhstan. e-mail: [mba-55@mail.ru](mailto:mba-55@mail.ru)

**МАЗМУНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ**

| <b>1-бөлім</b><br><b>Теориялық физика. Ядро және<br/>элементар бөлшектер физикасы.<br/>Астрофизика</b>                                                          | <b>Section 1</b><br><b>Theoretical Physics. Nuclear and<br/>Elementary Particle Physics.<br/>Astrophysics</b> | <b>Раздел 1</b><br><b>Теоретическая физика. Физика<br/>ядра и элементарных частиц.<br/>Астрофизика</b> |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <i>Рахатов Д.Ж., Цыба П.Ю., Разина О.В.</i>                                                                                                                     |                                                                                                               |                                                                                                        |
| Гибридные несингулярные решения модели Эйнштейна-Гаусса-Бонне .....                                                                                             |                                                                                                               | 4                                                                                                      |
| <i>Бейсен Н., Тоқтарбай С., Алимкулова М., Ерназаров Т.И., Шыңғысхан Н.</i>                                                                                     |                                                                                                               |                                                                                                        |
| Гравитация және вакуумның сызықты емес электродинамика әсерінен магнетардың магнитосферасы арқылы<br>өткен жарық сәулесінің ауытқуын сандық түрде зерттеу ..... |                                                                                                               | 14                                                                                                     |
| <i>Агишева А.А., Хохлов С.А., Агишев А.Т.</i>                                                                                                                   |                                                                                                               |                                                                                                        |
| Обсуждение свойств аккреционного диска в двойной системе по результатам SPH-моделирования .....                                                                 |                                                                                                               | 25                                                                                                     |
| <i>Hosseinimotlagh S.N., Shakeri A.</i>                                                                                                                         |                                                                                                               |                                                                                                        |
| Improving of proton therapy of breast cancer via AuNPs injection .....                                                                                          |                                                                                                               | 38                                                                                                     |
| <i>Alimgazinova N.Sh.</i>                                                                                                                                       |                                                                                                               |                                                                                                        |
| Young stellar objects in the region of dust bubble N1 .....                                                                                                     |                                                                                                               | 50                                                                                                     |

| <b>2-бөлім</b><br><b>Плазма физикасы</b>                                                             | <b>Section 2</b><br><b>Plasma Physics</b> | <b>Раздел 2</b><br><b>Физика плазмы</b> |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------|-----------------------------------------|
| <i>Игибаев Ж.Б., Досболаев М.К.</i>                                                                  |                                           |                                         |
| Исследование процесса горения поджигающего искрового разряда импульсного плазменного двигателя ..... |                                           | 60                                      |
| <i>Bastykova N.Kh., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Kosymbekov O.D.</i>                               |                                           |                                         |
| The particle size effect on the collision processes in complex plasma .....                          |                                           | 69                                      |
| <i>Шаленов Е.О., Джумагулова К.Н., Ташкенбаев Е.А., Сейткожанов Е.С., Джумагулов М.Н.</i>            |                                           |                                         |
| О взаимодействии позитронов с атомами водорода и гелия .....                                         |                                           | 76                                      |

| <b>3-Бөлім</b><br><b>Конденсирленген күй физикасы<br/>және материалтану<br/>проблемалары. Наноғылым</b>                                               | <b>Section 3</b><br><b>Condensed Matter Physics and<br/>Materials Science Problems.<br/>Nanoscience</b> | <b>Раздел 3</b><br><b>Физика конденсированного<br/>состояния и проблемы<br/>материаловедения. Нанонаука</b> |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <i>Калкозова Ж.К., Гриценко Л.В., Абдуллин Х.А., Мархабаева А.А.</i>                                                                                  |                                                                                                         |                                                                                                             |
| Влияние поверхностно-активных веществ в растворе роста на морфологию структур оксида цинка .....                                                      |                                                                                                         | 84                                                                                                          |
| <i>Askerbekov S.K., Tolenova A.U., Chikhray Ye.V., Shaimerdenov A.A., Akhanov A.M., Sairanbayev D.S.</i>                                              |                                                                                                         |                                                                                                             |
| Irradiation experiments with Li <sub>2</sub> TiO <sub>3</sub> /Li <sub>4</sub> SiO <sub>4</sub> two-phase lithium ceramics at the WWR-K reactor ..... |                                                                                                         | 94                                                                                                          |
| <i>Исмайлова Г.А., Умерзакова М.Б., Пузикова Д.С., Пешая С.Л.</i>                                                                                     |                                                                                                         |                                                                                                             |
| Оптические свойства модифицированных полиимидных пленок .....                                                                                         |                                                                                                         | 102                                                                                                         |

**4-бөлім**  
**Жылу физикасы және**  
**теориялық жылу техникасы**

**Section 4**  
**Thermophysics and Theoretical**  
**Heat Engineering**

**Раздел 4**  
**Теплофизика и**  
**теоретическая теплотехника**

*Mukamedenkyzy V., Tolepbergen A.G.*

Some features of Rayleigh-Taylor convection in the mixing of ideal gas mixtures ..... 110

**5-бөлім**  
**Бейсызық физика.**  
**Радиофизика**

**Section 5**  
**Nonlinear Physics.**  
**Radiophysics**

**Раздел 5**  
**Нелинейная физика.**  
**Радиофизика**

*Khairoshева K.B., Sapina L., Imanbayeva A.K.*

Comparative analysis of cloud and fog computing performance based on modeling ..... 120

**6-Бөлім**  
**Жоғары мектепте физика**  
**пәнін оқыту әдістемесі**

**Section 6**  
**Methods of teaching high**  
**school physics**

**Раздел 6**  
**Методика преподавания**  
**физики в высшей школе**

*Сыдыкова Ж.К., Ерженбек Б., Желдыбаева Б.С., Битибаева Ж.М., Сырбаева Ш.Ж., Хуанбай Е., Жукенов М.К., Мұкушев Б.А.*

Жер қыртысының гравитациясы және оның сипаттамалары ..... 128